

I. *Anweisung und Tafeln zur leichteren Berechnung des specifischen Gewichts von Dämpfen aus den Ergebnissen der Beobachtung.*

Die Bestimmung des specifischen Gewichts leicht condensirbarer Dämpfe, besonders organischer Substanzen, geschieht jetzt in der Regel auf folgende Weise:

1) Man wägt ein Glasgefäß, luftvoll und offen, bei einem Barometerstande $=b$ und einer mäßigen Temperatur $=t$.

2) Man wägt dasselbe Gefäß, nachdem man es bei einem Barometerstande $=b'$ und einer hohen Temperatur $=t'$ möglichst von der Luft entleert, und dafür mit dem zu bestimmenden Dampf gefüllt, auch seine capillare Oeffnung zugeschmolzen hat. Diese Wägung, welche bei einem Barometerstande $=b''$ und einer Temperatur $=t''$ ausgeführt seyn mag, ergiebt, gegen die erstere, einen Gewichtsunterschied, oder vielmehr, wie immer bisher, einen Gewichtsüberschuß $=P$ Grammen.

3) Man öffnet das Gefäß unter Quecksilber oder Wasser, und bestimmt die Menge der eintretenden Flüssigkeit, messend oder wägend. Nur der Dampf wird condensirt, von beigemengter Luft bleibt ein Volum v zurück, das sich unter dem Druck $=b'''$ und in der Temperatur $=t'''$ befinden mag. Mißt man die Flüssigkeit, so sey ihr Volum in Kubikcentimetern $=V-v$, wägt man sie, sey ihr Gewicht in Grammen $=Q$.

4) Man füllt das Gefäß ganz mit der Flüssigkeit, ebenfalls bei b''' und t''' . Ihr Volum sey $=V$ Kubikcentimetern oder ihr Gewicht $=R$ Grammen.

Aus R und $R-Q$ ergeben sich V und v , und so

hat man alle Data, welche, aufser einigen schon bekannten Zahlenwerthen, zur Bestimmung des specifischen Gewichts des erzeugten Dampfs erforderlich sind. Abgesehen dabei ist einerseits von der geringen Masse der aus dem gasigen in den flüssigen oder starren Zustand zurückgetretenen Substanz, so wie andererseits von der noch geringeren Masse der bei b''' und t''' etwa dampfförmig gebliebenen, so wie endlich auch von der Spannung der Wasserdämpfe, im Fall man zur Operation No. 3 Wasser angewendet hätte.

Die experimentelle Seite dieses Verfahrens ist in neuerer Zeit so vervollkommen worden, dafs nur wenig zu wünschen übrig bleiben möchte. Dagegen ist die Berechnung der gefundenen Data noch nicht auf den möglichen Grad von Kürze und Einfachheit gebracht. Ein Weg, der dahin führt, möchte daher, bei dem häufigen Bedürfnifs solcher Bestimmungen, dem practischen Chemiker nicht ganz unwillkommen seyn.

Zunächst kann angenommen werden, dafs die vier Barometerstände b , b' , b'' , b''' einander gleich seyen, und dafs auch von drei der vier Temperaturen, nämlich von t , t'' , t''' , dasselbe gelte. Diese Vereinfachung ist erlaubt, einerseits weil die Zeit zwischen den Ablesungen von b' und b'' nicht gar grofs ist, und andererseits weil eine kleine Verschiedenheit zwischen b und b''' keinen bedeutenden Einflufs auf die Resultate ausübt. Aus gleichem Grunde können t'' und t''' als gleich mit t angenommen werden, wenn man bei dem Versuche nur dafür sorgt, dafs sie wenigstens nicht bedeutend verschieden sind ¹⁾).

- 1) Der Fehler, der daraus entspränge, dafs b'' und t'' verschieden wären von b und t , ist gleich dem Gewichtsunterschied, den unter diesen Umständen eine Luftmasse zeigt, die an Volumen gleich ist der Glasmasse des Gefäßes bei den Temperaturen t'' und t . Eine Verschiedenheit von b''' und t''' gegen b und t wirkt nur auf das, bei guter Leitung des Versuchs, immer sehr kleine

Diefs vorausgesetzt, kommen bei der Rechnung folgende Größen in Betracht:

Gewicht eines Kubikcentimeters in Grammen.	bei Barometerstand $=b$.	
	Temp. $=t$.	Temp. $=t'$.
des reinen Dampfs	σ	σ'
der Luft	s	s'
des lufthaltigen Dampfs	S	S'

Volum in Kubikcentimetern

des Dampfs	w	w'
der beigemengten Luft	v	v'
des Glasgefäßes	V	V'

Ausdehnungscoëfficient der Luft $=\alpha$

Ausdehnungscoëfficient des Glases $=\delta$.

Nach diesen Bezeichnungen ist nun:

$\frac{S}{s}$ das specifische Gewicht des lufthaltigen Dampfs,

$\frac{\sigma}{s}$ das specifische Gewicht des reinen Dampfs,

beides gegen das der Luft $=1$, und zwar nicht bloß für den Barometerstand b und der Temperatur t , sondern, wegen bekannter Gleichheit der Wirkung von Druck und Wärme auf alle gasförmigen Körper, für jeden Barometerstand und jede Temperatur, sobald diese beiden Elemente nur gleich sind beim Dampf und bei der Luft.

Zuvörderst sey $\frac{S}{s}$ zu bestimmen. Diefs geschieht folgendermaßen. Offenbar führt der Gewichtsüberschuß P zu der Gleichung:

$$P = S' V' - s V \dots \dots \dots (1)$$

Ferner ist allgemein, wenn die Ausdehnung des Gla-

Volum der dem Dampfe beigemengten Luft ein. Den Einfluß einer Verschiedenheit von t''' und t auf die zur Ausmessung angewandte Flüssigkeit kann übrigens nöthigenfalls besonders berichtigt werden.

ses, wie die der Luft, proportional der Temperatur angenommen wird:

$$\frac{S'}{S} = \frac{(1 + \alpha t)}{(1 + \alpha t')} \dots (2); \text{ und } \frac{V'}{V} = \frac{(1 + \delta t')}{(1 + \delta t)} \dots (3)$$

Hiemit ergibt sich dann aus (1):

$$\frac{S}{s} = \left(\frac{P}{V s} + 1 \right) \frac{(1 + \alpha t')}{(1 + \alpha t)} \frac{(1 + \delta t)}{(1 + \delta t')} \dots (4)$$

Sobald der Dampf nur $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$ Procent Luft enthält, kann man sein specifisches Gewicht unbedenklich für das des reinen Dampfes nehmen, und folglich bei obigem Ausdruck stehen bleiben ¹⁾).

Ist die Beimengung von Luft aber gröfser, so hat man $\frac{\sigma}{s}$ zu bestimmen. Das geschieht durch nachstehende Betrachtungen. Offenbar ist:

$$\sigma' \varpi' + s' \nu' = S' V' \dots (6)$$

und, da σ', s', V' in einem und demselben constanten Verhältnisse zu respective σ, s, S stehen, auch:

$$\sigma \varpi' + s \nu' = S V' \dots (7)$$

Ferner ist:

$$\varpi' + \nu' = V' \dots (8)$$

Mithin:

$$\frac{\sigma}{s} = \frac{S}{s} + \left(\frac{S}{s} - 1 \right) \frac{\nu'}{\varpi'} \dots (9)$$

Da nun, analog (3):

$$\nu' = \nu \cdot \frac{(1 + \alpha t')}{(1 + \alpha t)},$$

und hieraus, aus (3) und (8):

$$\varpi' = V' \cdot \frac{(1 + \delta t')}{(1 + \delta t)} - \nu \cdot \frac{(1 + \alpha t')}{(1 + \alpha t)},$$

1) Wäre der Barometerstand b'' , der als gleich b angenommen ward, nicht gleich b' , so würde (2):

$$\frac{S'}{S} = \frac{(1 + \alpha t)}{(1 + \alpha t')} \cdot \frac{b'}{b}$$

und demgemäfs (4):

$$\frac{S}{s} = \left(\frac{P}{V s} + 1 \right) \frac{(1 + \alpha t')}{(1 + \alpha t)} \frac{(1 + \delta t)}{(1 + \delta t')} \frac{b}{b'} \dots (5)$$

so ist $\frac{\sigma}{s}$, d. h. das specifische Gewicht des reinen Dampfs, durch die Gleichung (9) bestimmt.

Verlangt man nicht die letzte Genauigkeit, so kann man in der Gleichung (9) die Gröfse φ' durch φ , und ϖ' durch $V - \varphi$ ersetzen. Dann hat man einfach:

$$\frac{\sigma}{s} = \frac{S}{s} + \left(\frac{S}{s} - 1 \right) \frac{\varphi}{V - \varphi} \dots \dots (10)$$

oder noch einfacher und selbst genauer:

$$\frac{\sigma}{s} = \frac{S}{s} \cdot \frac{V}{V - \varphi} \dots \dots \dots (11)$$

wenn man die zu subtrahirende Gröfse $\frac{\varphi}{V - \varphi}$ vernachlässigt ¹⁾.

Das Gewicht σ_0 eines Kubikcentimeters vom reinen Dampf unter dem Barometerstand = 760 Millim., und bei 0°, wenn man das Gewicht eines Kubikcentimeters reiner Luft unter denselben Umständen mit s_0 bezeichnet, ist dann:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma}{s} s_0 = \frac{S}{s} \cdot \frac{V}{V - \varphi} \cdot s_0 \dots \dots (12)$$

Ein Beispiel möge nun die Anwendung dieser beiden letzten Gleichungen zeigen. Vollständig ausgeschrieben und für die logarithmische Rechnung am bequemsten geordnet, hat der Werth von $\frac{\sigma}{s}$ in der Gleichung (11) die Gestalt:

$$\frac{V}{V - \varphi} \cdot \frac{1}{1 + \delta(t' - t)} \cdot \frac{1 + \alpha t'}{1 + \alpha t} + \frac{V}{V - \varphi} \cdot \frac{1}{1 + \delta(t' - t)} \cdot \frac{1 + \alpha t'}{1 + \alpha t} \cdot \frac{P}{V s},$$

wenn darin zugleich, was wegen der Kleinheit von δ erlaubt ist, $\frac{1}{1 + \delta(t' - t)}$ statt $\frac{1 + \delta t}{1 + \delta t'}$ gesetzt wird.

1) Wäre b' nicht gleich b'' und letzteres gleich b , so hätte man in Gleichung (11) für $\frac{S}{s}$ den Werth aus Gleichung (5) zu setzen. Dasselbe gilt von (10).

Nun sey beobachtet:

$$\begin{array}{ll} P = 0,273 \text{ Grm.} & b = 753^{\text{mm}}65 \text{ bei } 0^{\circ} \\ V = 269,0 \text{ Kubikcentimeter} & t = 21^{\circ},25 \text{ C.} \\ v = 3,0 \text{ dito} & t' = 200,0. \end{array}$$

Dann ist die Rechnung folgende:

$$\begin{array}{rcl} & \text{Log } V = 2,42975 & \\ - & \text{Log } (V - v) = 2,42488 & \\ & \hline & 0,00487 & \\ - & \text{Log } (1 + \delta(t' - t)) = 0,00210 & \\ & \hline & 0,00277 & \\ + & \text{Log } (1 + \alpha t') = 0,23805 & \\ & \hline & 0,24082 & \\ - & \text{Log } (1 + \alpha t) = 0,03243 & \\ & \hline & 0,20839 \dots \text{Zahl } 1,6158 & \\ + & \text{Log } . P = 0,43616 - 1 & \\ & \hline & 0,64455 - 1 & \\ - & \text{Log } V = 2,42975 & \\ & \hline & 0,21480 - 3 & \\ - & \text{Log } s = 0,07824 - 3 & \\ & \hline & 0,13656 \dots \text{Zahl } 1,3695 & \end{array}$$

$$\frac{\sigma}{s} \text{ oder spezifisches Gewicht} = 2,9853$$

$$\text{Log } \frac{\sigma}{s} = 0,47499$$

$$+ \quad \text{Log } s_0 = 0,11363 - 3$$

$$\hline 0,58862 - 3; \text{Zahl} = 0,0038782$$

also:

$$\sigma_0 \text{ oder Gewicht eines Kubikcentm.} = 0,0038782 \text{ Grm.}$$

Auf ähnliche Weise findet man:

$$\frac{S}{s} = 2,9520 \text{ aus (4)} ; \frac{\sigma}{s} = 2,9872 \text{ aus (9)}$$

Erstere Zahl ist das spezifische Gewicht des luft-haltigen Dampfs, letztere das des reinen, strengere berech-

net. Dieser kommt, wie man sieht, die approximative Zahl hinlänglich nahe.

Die approximative Zahl, nach (11) berechnet, ist um so mehr hinreichend, als man in den meisten Fällen mit diesen Bestimmungen des specifischen Gewichts nur bezweckt die Verdichtung der Elemente einer zusammengesetzten Substanz kennen zu lernen, diese aber, nach den bisherigen Erfahrungen, immer nach einem sehr einfachen Verhältnisse geschieht, folglich die Aufgabe darauf zurückkommt, die dem einfachsten Verhältnisse nächst liegende Zahl zu finden. Hat man einmal diese Zahl, so läßt sich das specifische Gewicht des Dampfs aus den Atomgewichten mit ungleich größerer Genauigkeit berechnen, als man dasselbe nach dem vorhin angedeuteten Verfahren zu bestimmen im Stande ist.

Glaubt man aus diesem Grunde bei der Gleichung (4) stehen bleiben zu können, so ist erlaubt, ja *sogar genauer*, die Correction wegen der Ausdehnung des Glases zu vernachlässigen. Dann fällt, aufser $\text{Log } V$ und $\text{Log } (V - v)$, auch $\text{Log } (1 + \delta(t' - t))$ fort, und *die ganze Rechnung reducirt sich auf neun Zeilen.*

Hätte man die Volume V und $V - v$ nicht gemessen, sondern statt defs die Gewichte R und Q bestimmt, so fände man erstere durch die Gleichungen:

$$qVs = R ; q(V - v)s = Q \dots\dots (13)$$

worin:

$$q = c \cdot \frac{1 + \alpha t}{1 + f(t)} \cdot \frac{760}{b} - 1 \dots\dots (14)$$

q ist das relative specifische Gewicht der Flüssigkeit gegen Luft, d. h. das Gewicht, z. B. eines Kubikcentimeters, der Flüssigkeit von der Temperatur t , gewogen in Luft bei dem Barometerstand b und bei der Temperatur t , dividirt durch das Gewicht eines Kubikcentimeters solcher Luft; ferner ist c das absolute specifische Gewicht der Flüssigkeit, d. h. das Gewicht, z. B.

eines Kubikcentimeters, der Flüssigkeit von der Temperatur 0° , gewogen im luftleeren Raum, dividirt durch das Gewicht eines Kubikcentimeters Luft bei 760 Millm. Barometerstand und 0° . Endlich ist $(1+f(t))$ das Volum eines constanten Gewichts der Flüssigkeit bei der Temperatur t , wenn es bei 0° gleich Eins ist ¹⁾. Da c und $1+f(t)$ für Quecksilber und Wasser durch Versuche ermittelt sind, so kann also q und dann mittelst (13) auch V und $V-v$ berechnet werden.

Zur Bestimmung des specifischen Gewichts des Dampfs braucht man indess die Volume V und $V-v$, wenn man sie nicht beobachtet hat, auch nicht zu berechnen, da in den Formeln (4), (9), (11) nur das Verhältniß dieser Volume eintritt, und dieses gleich ist dem Verhältniß der Gewichte R und Q , wie aus (13) erhellt. Die Kenntniß von q ist nur nöthig für das Product Vs , (das Gewicht der Luft, welches das Gefäß aufnimmt), welches gleich ist R dividirt durch q .

Die Berechnung des specifischen Gewichts wird dann in diesem Fall, wenn man bei der Gleichung (11) stehen bleibt, analog wie vorhin:

$$\begin{aligned} \text{Log } R - \text{Log } Q - \text{Log } (1 + \delta(t' - t)) + \text{Log } (1 + \alpha t') \\ - \text{Log } (1 + \alpha t) = \text{Log } A \\ \text{Log } A + \text{Log } P - \text{Log } R + \text{Log } q = \text{Log } B \\ \frac{q}{s} = A + B. \end{aligned}$$

Außerordentlich erleichtert werden alle die obi-

- 1) Bezeichnen nämlich F_0 und F die Gewichte eines unveränderlichen Volums von der Flüssigkeit bei den Temperaturen 0° und t , bestimmt im luftleeren Raum, und bedeuten L_0 und L dasselbe für die Luft, so jedoch, daß zugleich L_0 für den Barometerstand 760 Millimeter und L für den Barometerstand b gilt, so ist:

$$F = \frac{F_0}{1+f(t)}; L = \frac{L_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{b}{760}; F_0 = c L_0; \frac{F-L}{L} = q.$$

Daraus ergibt sich obiger Ausdruck für q .

gen Rechnungen durch die diesem Aufsatze angehängten fünf Hülftafeln. Ihre Bedeutung ist folgende:

No. I enthält $\text{Log}(1+\alpha t)$, d. h. die Logarithmen des Ausdehnungsfactoren der Luft von 0° bis 299° C.; darin ist $\alpha=0,00365$ nach Rudberg's neuer und sehr genauer Bestimmung. Die beigefügten Unterschiede dienen zur Interpolation für die Zehntelgrade.

Bei Anwendung eines Luftthermometers, wie es Prof. Mitscherlich gebraucht (S. Ann. Bd. XXIX S. 203) ist es möglich die Tafeln I und V zu entbehren. Diefes Luftthermometer besteht nämlich aus einem Glasgefäfs, dessen Rauminhalt bei den Temperaturen t und t' respective W und W' seyn mag. Es wird luftvoll und offen, neben dem Gefäfs mit Dampf, auf die Temperatur t' erhoben und dann gleichzeitig mit ihm zugeschmolzen. Nach dem Erkalten auf die Temperatur t wird es unter Quecksilber von derselben Temperatur geöffnet, und so viel von diesem Metall hineingelassen, dafs die eingeschlossene Luft genau das Volum $\frac{1}{2}W$ erfüllt. Der Druck $b-p$ (wo b der Barometerstand und p die Höhe der in das Gefäfs getretenen Quecksilbersäule), welchen die Luft alsdann erleidet, und der Barometerstand b' , bei welchem die Zuschmelzung geschah, sind die bestimmenden Elemente. Es ist nämlich:

$$\frac{W'}{\frac{1}{2}W} = \frac{1+\alpha t'}{1+\alpha t} \cdot \frac{b-p}{b'}; \quad \frac{W'}{W} = \frac{1+\delta t'}{1+\delta t}$$

und hieraus:

$$2 \frac{b'}{b-p} = \left(\frac{1+\alpha t'}{1+\alpha t} \right) \left(\frac{1+\delta t}{1+\delta t'} \right).$$

Substituirt man diesen Werth in der Gleichung (5) und in der durch sie modificirten Gleichung (11), so werden dieselben:

$$\frac{S}{s} = 2 \frac{b}{b-p} \left(\frac{P}{Vs} + 1 \right)$$

und $\frac{\sigma}{s} = 2 \frac{b}{b-p} \left(\frac{P}{Vs} + 1 \right) \frac{V}{V-v}.$

Hieraus erhellt, daß der Barometerstand b' herausfällt, daß er also einen beliebigen, ganz unbekannten Werth haben kann, sobald man nur gewiß ist, daß die Luft im Thermometer und der Dampf in dem zweiten Rohr bei der Temperatur t' unter gleichem Drucke standen. Ueberdies bedingt diese experimentelle Bestimmung des Productes:

$$\left(\frac{1+\alpha t'}{1+\alpha t}\right)\left(\frac{1+\delta t}{1+\delta t'}\right),$$

wenn man nicht ein ähnliches zu berechnen wieder einführen will, daß die Werthe von b und t , bei denen $\frac{1}{2}W$ bestimmt wurde, gleich seyen mit denen von b'' und t'' bei der Wägung in No. 2 (S. 449); das läßt sich aber immer erreichen, sobald nur diese Wägung gleichzeitig mit der Bestimmung von $\frac{1}{2}W$ vorgenommen wird.

Hat man endlich statt der Volume V und $V-v$ die Gewichte R und Q bestimmt, so wird die Gleichung (11):

$$\frac{\sigma}{s} = 2 \cdot \frac{b}{b-p} \cdot \frac{Q}{R} \left(1 + \frac{Pq}{R}\right)$$

und demnach die numerische Rechnung mittelst Logarithmen folgendermaßen ausgeführt:

$$\begin{aligned} \text{Log } 2 + \text{Log } b - \text{Log } (b-p) + \text{Log } Q - \text{Log } R &= \text{Log } M \\ \text{Log } M + \text{Log } P - \text{Log } R + \text{Log } q &= \text{Log } N \\ \frac{\sigma}{s} &= M + N. \end{aligned}$$

Die Tafel No. II enthält $\text{Log } s$, d. h. die Logarithmen vom Gewicht eines Kubikcentimeters trockner Luft, in Grammen ausgedrückt, beim Barometerstand von 760 Millimetern und bei Temperaturen von 0° bis 31° C. Zur leichteren Interpolation für die Zehntelgrade sind die Unterschiede der Logarithmen beigelegt.

Tafel No. III giebt $\text{Log } q$ oder den Logarithmen der Zahl, durch welche das Gewicht R des Wassers dividirt werden muß, um das Gewicht eines eben so großen Volums Luft, von gleicher Temperatur t mit dem

Wasser und unter dem Drucke von 760 Millimet. Quecksilber stehend gedacht, zu erhalten. Die Größe q ist nur für *Wasser* berechnet, weil man sich zur *Auswägung* des Glasgefäßes in der Regel nur dieser Flüssigkeit bedient, das Quecksilber dagegen nur zur *Ausmessung* anwendet. Die Werthe von $(1 + (ft))$ sind aus der letzten Hällström'schen Abhandlung (Ann. Bd. XXXIV S. 220) entnommen, und darnach auch der Werth von c für 0° aus Biot's Wägung berechnet.

Tafel IV enthält die für *Log s* und *Log q* gleiche Berichtigung wegen einer Abweichung des Barometerstandes von 760 Millimeter. Für *höhere* Barometerstände ist die Berichtigung bei *Log s* *additiv*, für *niedrigere subtractiv*, bei *Log q* ist sie umgekehrt.

Tafel V giebt *Log (1 + $\delta(t' - t)$)*, d. h. den Logarithmen vom Ausdehnungsfactor des Glases. Dabei ist δ gleich $\frac{1}{27000}$ angenommen, wie sich aus Dulong's und Petit's Bestimmung, nach Erwägung aller Umstände, wohl am wahrscheinlichsten im Mittel für Temperaturen zwischen 0° und 300° C. feststellen läßt. Für jeden Zehntelgrad kann man unbedenklich eine Einheit der fünften Decimalstelle interpoliren.

Durch diese Hülftafeln erhält man *vier* der *sieben* Logarithmen, die zur Berechnung immer erforderlich sind, man mag nun V und $V - v$ oder R und Q beobachtet haben. Sieben Logarithmen bedarf man auch, wenn ein Luftthermometer angewandt worden war, aber es braucht dann nur ein einziger, nämlich *Log q*, aus den nachfolgenden Tafeln genommen zu werden.

Taf. I. Ausdehnung der Gase.

t	$\text{Log}(1+at)$		t	$\text{Log}(1+at)$	
0	0,00000		30	0,04513	143
1	0,00158	158	31	0,04655	142
2	0,00316	158	32	0,04798	143
3	0,00473	157	33	0,04939	141
4	0,00629	156	34	0,05080	141
5	0,00785	156	35	0,05222	142
6	0,00941	156	36	0,05362	140
7	0,01096	155	37	0,05502	140
8	0,01250	154	38	0,05641	139
9	0,01404	154	39	0,05780	139
10	0,01557	153	40	0,05918	138
11	0,01710	153	41	0,06056	138
12	0,01862	152	42	0,06194	138
13	0,02013	152	43	0,06331	137
14	0,02164	151	44	0,06468	137
15	0,02315	151	45	0,06605	137
16	0,02465	150	46	0,06741	136
17	0,02615	150	47	0,06876	135
18	0,02764	149	48	0,07011	135
19	0,02912	148	49	0,07146	135
20	0,03060	148	50	0,07280	134
21	0,03207	147	51	0,07414	134
22	0,03354	147	52	0,07547	133
23	0,03501	147	53	0,07680	133
24	0,03647	146	54	0,07813	133
25	0,03792	145	55	0,07945	132
26	0,03937	145	56	0,08077	132
27	0,04082	145	57	0,08209	132
28	0,04226	144	58	0,08340	131
29	0,04370	144	59	0,08470	130

Ausdehnung der Gase.

$t.$	$\text{Log}(1+at).$		$t.$	$\text{Log}(1+at).$	
60	0,08600	130	90	0,12336	119
61	0,08730	130	91	0,12455	119
62	0,08860	130	92	0,12574	119
63	0,08989	129	93	0,12693	119
64	0,09117	128	94	0,12811	118
65	0,09246	129	95	0,12929	118
66	0,09374	128	96	0,13046	117
67	0,09501	127	97	0,13163	117
68	0,09628	127	98	0,13280	117
69	0,09755	127	99	0,13397	117
70	0,09882	127	100	0,13513	116
71	0,10008	126	101	0,13629	116
72	0,10133	125	102	0,13745	116
73	0,10259	126	103	0,13860	115
74	0,10384	125	104	0,13975	115
75	0,10508	124	105	0,14090	115
76	0,10633	125	106	0,14205	115
77	0,10757	124	107	0,14319	114
78	0,10880	123	108	0,14433	114
79	0,11003	123	109	0,14546	113
80	0,11126	123	110	0,14659	113
81	0,11249	123	111	0,14772	113
82	0,11371	122	112	0,14885	113
83	0,11493	122	113	0,14997	112
84	0,11614	121	114	0,15109	112
85	0,11735	121	115	0,15221	112
86	0,11856	121	116	0,15333	112
87	0,11977	121	117	0,15444	111
88	0,12097	120	118	0,15555	111
89	0,12217	120	119	0,15666	111

Ausdehnung der Gase.

$t.$	$\log(1+\alpha t).$		$t.$	$\log(1+\alpha t).$	
120	0,15776	110	150	0,18963	102
121	0,15886	110	151	0,19065	102
122	0,15996	110	152	0,19167	102
123	0,16105	109	153	0,19269	102
124	0,16215	110	154	0,19371	102
125	0,16324	109	155	0,19472	101
126	0,16432	108	156	0,19573	101
127	0,16541	109	157	0,19674	101
128	0,16649	108	158	0,19775	101
129	0,16757	108	159	0,19875	100
130	0,16864	107	160	0,19975	100
131	0,16972	108	161	0,20075	100
132	0,17079	107	162	0,20175	100
133	0,17186	107	163	0,20275	100
134	0,17292	106	164	0,20374	99
135	0,17399	107	165	0,20473	99
136	0,17505	106	166	0,20572	99
137	0,17611	106	167	0,20670	98
138	0,17716	105	167	0,20769	99
139	0,17821	105	169	0,20867	98
140	0,17926	105	170	0,20965	98
141	0,18031	105	171	0,21063	98
142	0,18136	105	172	0,21160	97
143	0,18240	104	173	0,21257	97
144	0,18344	104	174	0,21354	97
145	0,18448	104	175	0,21451	97
146	0,18551	103	176	0,21548	97
147	0,18655	104	177	0,21644	96
148	0,18758	103	178	0,21740	96
149	0,18861	103	179	0,21836	96

Ausdehnung der Gase.

$t.$	$Log(1+\alpha t).$		$t.$	$Log(1+\alpha t).$	
180	0,21932	96	210	0,24711	89
181	0,22028	96	211	0,24801	90
182	0,22123	95	212	0,24890	89
183	0,22218	95	213	0,24980	90
184	0,22313	95	214	0,25069	89
185	0,22408	95	215	0,25158	89
186	0,22502	94	216	0,25246	88
187	0,22597	95	217	0,25335	89
188	0,22691	94	218	0,25423	88
189	0,22785	94	219	0,25512	89
190	0,22879	94	220	0,25600	88
191	0,22972	93	221	0,25687	87
192	0,23065	93	222	0,25775	88
193	0,23158	93	223	0,25863	88
194	0,23251	93	224	0,25950	87
195	0,23344	93	225	0,26037	87
196	0,23437	93	226	0,26124	87
197	0,23529	92	227	0,26211	87
198	0,23621	92	228	0,26297	86
199	0,23713	92	229	0,26384	87
200	0,23805	92	230	0,26470	86
201	0,23896	91	231	0,26556	86
202	0,23987	91	232	0,26642	86
203	0,24079	92	233	0,26727	85
204	0,24170	91	234	0,26813	86
205	0,24260	90	235	0,26899	86
206	0,24351	91	236	0,26984	85
207	0,24441	90	237	0,27069	85
208	0,24532	91	238	0,27154	85
209	0,24622	90	239	0,27239	85

Ausdehnung der Gase.

$t.$	$\text{Log}(1+at).$		$t.$	$\text{Log}(1+at).$	
240	0,27323	84	270	0,29787	80
241	0,27408	85	271	0,29867	80
242	0,27492	84	272	0,29946	79
243	0,27576	84	273	0,30026	80
244	0,27660	84	274	0,30105	79
245	0,27744	84	275	0,30184	79
246	0,27827	83	276	0,30263	79
247	0,27911	84	277	0,30342	79
248	0,27994	83	278	0,30421	79
249	0,28077	83	279	0,30500	79
250	0,28160	83	280	0,30578	78
251	0,28243	83	281	0,30656	78
252	0,28326	83	282	0,30735	79
253	0,28408	82	283	0,30813	78
254	0,28490	82	284	0,30891	78
255	0,28573	83	285	0,30968	77
256	0,28655	82	286	0,31046	78
257	0,28737	82	287	0,31123	77
258	0,28818	81	288	0,31201	78
259	0,28900	82	289	0,31278	77
260	0,28981	81	290	0,31355	77
261	0,29062	81	291	0,31432	77
262	0,29144	82	292	0,31509	77
263	0,29225	81	293	0,31586	77
264	0,29305	80	294	0,31662	76
265	0,29386	81	295	0,31738	76
266	0,29466	80	296	0,31815	77
267	0,29547	81	297	0,31891	76
268	0,29627	80	298	0,31967	76
269	0,29707	80	299	0,32043	76

Taf. II. Gewicht eines Kubikcentim. Luft in Grm. = s .

t C°.	$\text{Log } s$ $b=760\text{mm},0$	Un- ter- sch.	t C°.	$\text{Log } s$ $b=760\text{mm},0$	Un- ter- sch.	t C°.	$\text{Log } s$ $b=760\text{mm},0$	Un- ter- sch.
0	0,11363—3		10	0,09807—3	153	20	0,08303—3	148
1	0,11205—3	158	11	0,09654—3	153	21	0,08156—3	147
2	0,11048—3	157	12	0,09502—3	152	22	0,08009—3	147
3	0,10890—3	158	13	0,09350—3	152	23	0,07863—3	146
4	0,10734—3	156	14	0,09199—3	151	24	0,07717—3	146
5	0,10578—3	156	15	0,09048—3	151	25	0,07571—3	146
6	0,10423—3	155	16	0,08898—3	150	26	0,07426—3	145
7	0,10268—3	155	17	0,08749—3	149	27	0,07281—3	145
8	0,10113—3	155	18	0,08600—3	149	28	0,07137—3	144
9	0,09960—3	153	19	0,08451—3	149	29	0,06994—3	143

Taf. III. Wassergewicht, dividirt durch Luftgewicht = q .

t C°.	$\text{Log } q$ $b=760\text{mm},0$	Un- ter- sch.	t C°.	$\text{Log } q$ $b=760\text{mm},0$	Un- ter- sch.	t C°.	$\text{Log } q$ $b=760\text{mm},0$	Un- ter- sch.
0	2,88576		10	2,90128	150	20	2,91570	140
1	2,88736	160	11	2,90277	149	21	2,91708	138
2	2,88896	160	12	2,90425	148	22	2,91845	137
3	2,89054	158	13	2,90571	146	23	2,91983	138
4	2,89211	157	14	2,90717	146	24	2,92119	136
5	2,89366	155	15	2,90862	145	25	2,92253	134
6	2,89521	155	16	2,91006	144	26	2,92387	134
7	2,89675	154	17	2,91149	143	27	2,92520	133
8	2,89827	152	18	2,91290	141	28	2,92653	133
9	2,89978	151	19	2,91430	140	29	2,92785	132

Taf. IV. Berichtigung zu Taf. II wegen b .

Milli- meter	über 760mm,0 additiv unter 760mm,0 subtractiv	Milli- meter	über 760mm,0 additiv unter 760mm,0 subtractiv	Milli- meter	über 760mm,0 additiv unter 760mm,0 subtractiv
1	0,00057	4	0,00228	7	0,00399
2	0,00114	5	0,00285	8	0,00456
3	0,00171	6	0,00342	9	0,00513

Dieselbe Berichtigung ist auch auf Tafel III anwendbar; nur ist sie für b über 760^{mm},0 subtractiv, und für b unter 760^{mm},0 additiv.

Taf. V. Ausdehnung des Glases.

$t' - t$	$\text{Log } 1 + \delta(t' - t)$	$t' - t$	$\text{Log } 1 + \delta(t' - t)$
100°	0,00117	200°	0,00234
110	0,00129	210	0,00246
120	0,00140	220	0,00257
130	0,00152	230	0,00269
140	0,00164	240	0,00281
150	0,00176	250	0,00293
160	0,00187	260	0,00304
170	0,00199	270	0,00316
180	0,00211	280	0,00328
190	0,00222	290	0,00339

Zusatz. Ist man, wegen Schwerflüchtigkeit der Substanz, genöthigt bei der Bestimmung des specifischen Gewichts des Dampfes eine bedeutend hohe Temperatur, z. B. eine über 200°, anzuwenden, und bedient man sich zur Messung dieser Temperatur nicht eines Luftthermometers von der vorhin angegebenen Beschaffenheit, sondern eines Quecksilberthermometers, so muß man, um ein genaues Resultat zu erlangen, die Angaben des letzteren auf die des ersteren reduciren, weil wir, in höheren Temperaturen, nur bei der Luft und überhaupt bei den Gasen die Anwüchse des Volums als Maafs der Temperatur (Wärme-Intensität) betrachten dürfen. Diese Reduction kann mittelst der von Dulong und Petit in ihrer Arbeit über die Ausdehnung der Körper (*Annal. de chim. T. VII p. 120*) gegebenen Tafel ausgeführt werden; sie reicht für Bestimmungen, wie die im Obigen behandelten, vollkommen aus. Indefs verdient wohl bemerkt zu werden, dafs, wenn man die letzte Genauigkeit verlangt, dergleichen Reductionen noch nicht gemacht werden können, weil dazu unter andern erforderlich wäre, die wahre Ausdehnung des Quecksilbers in höchster Schärfe zu kennen, dieß aber noch nicht der Fall ist.

Um sich hievon zu überzeugen, braucht man nur das Verfahren der HH. Dulong und Petit etwas näher in Erwägung zu ziehen. Sie maßen die Längen zweier im Gleichgewicht stehender und ungleich warmer Quecksilbersäulen, da diese Längen sich umgekehrt wie die specifischen Gewichte der Säulen verhalten. Auf diese Weise kann man die wahre Ausdehnung des Quecksilbers, d. h. die Volume, welche eine Quecksilbermasse in verschiedenen Temperaturen einnimmt, allerdings unabhängig von der Ausdehnung des Glases oder jedes anderen Körpers finden; allein nur für diejenigen Temperaturen, die gleichfalls unabhängig von der Ausdehnung irgend eines Körpers gefunden werden können, also nur für Schmelz- und Siedpunkte ¹⁾). Für jede andere, mit einem Thermometer gemessene Temperatur, bleibt die so bestimmte Ausdehnung des Quecksilbers abhängig von der Ausdehnung des Glases, weil wir die thermometrischen Flüssigkeiten nicht ohne Glashüllen beobachten können. Ueberhaupt ist dann der Versuch nur ein Vergleich der Ausdehnung mehrer Körper, und es fragt sich dabei, in wiefern die Temperatur durch die Volumanwüchse eines dieser Körper gemessen werde.

Die HH. Dulong und Petit beobachteten, zur Messung der Temperatur, ein Quecksilberthermometer und ein Luftthermometer, letzteres, wie sie sagen, bloß der Controle wegen. Daraus scheint hervorzugehen, daß ihnen der eigenthümliche Vorthail des so eingerichteten Versuchs nicht recht klar geworden, denn während bei einer solchen Anordnung die drei Größen, die wahre

1) Die Siedpunkte von Flüssigkeiten sind freilich abhängig vom Druck der Atmosphäre, und da wir diesen durch die Länge einer Quecksilbersäule messen, auch abhängig von der Temperatur dieser Säule. Indefs könnte man, um jeden Gebrauch des Thermometers auszuschließen, sowohl der Quecksilbersäule als der zu ihrer Messung dienenden Skale entweder die Temperatur eines Schmelz- oder die eines Siedpunkts geben.

Ausdehnung des Quecksilbers, des Glases und der Luft, oder vielmehr die entsprechenden Werthe derselben, sämmtlich, und zwar unabhängig sowohl von jeder Ansicht über das Maafs der Temperatur, als auch von jeder anderweitigen Messung irgend einer dieser Gröfsen, mit grofser Genauigkeit hätten gefunden werden können, machten sie ihre Bestimmung der wahren Ausdehnung des Quecksilbers abhängig von Gay-Lussac's Angabe über die Ausdehnung der Luft. Sie leiteten nämlich aus den Angaben des Luftthermometers die Temperaturen mittelst des Coëfficienten 0,00375 ab, von dem wir jetzt durch Rudberg's sorgfältige Versuche wissen, dafs er für *trockne* Luft (oder richtiger für Luft in einem wohl getrockneten Gefäfs) fehlerhaft ist.

Ihre Temperaturen, und mithin auch ihre Angaben über die wahre Ausdehnung des Quecksilbers sind folglich nicht ganz richtig, sobald sie, was zu vermuthen ist, ihr Luftthermometer und die Luft darin wohl getrocknet hatten. Leider giebt ihre Abhandlung über diesen letzten Punkt keine Gewifsheit, ja es ist selbst zweifelhaft, ob man unter den Temperaturen wahre oder scheinbare Volume der Luft zu verstehen habe. Sind die Temperaturen durch die wahren Volume einer wohlgetrockneten Luftmasse gemessen, so würde ihr Grad 100 etwa dem Grad 102,7 nach richtiger Skale entsprechen, und die wahre Ausdehnung des Quecksilbers für den richtigen Grad 100 würde statt $\frac{1}{55,5}$ ungefähr $\frac{1}{57}$ seyn.

Es ist sehr zu bedauern, dafs DuLong und Petit weder hier noch sonst wo in der Abhandlung das Detail ihrer Beobachtungen mitgetheilt haben. Bei der gewifs grofsen Genauigkeit ihrer Messungen würde sich, wenn man das Detail besäfsse, noch jetzt Alles daraus ableiten lassen, was zu wissen Noth thut. So aber, wie die Resultate gegeben sind, haben sie gegenwärtig nur

einen sehr bedingten ungewissen Werth, und eine genaue Berichtigung derselben ist unmöglich.

Dafs sich aus einer Reihe von Messungen, wie die von Dulong und Petit unternommenen, die entsprechenden Werthe der wahren Ausdehnung des Quecksilbers, des Glases und der Luft auf eine einfache und elegante Weise herleiten liessen, mag folgende Betrachtung zeigen. Das Wort »Temperatur« ist dabei nur der Kürze wegen gebraucht. Es soll die Wärme-Intensität bezeichnen, ganz abgesehen von der Art ihrer experimentellen Bestimmung.

Bei dem erwähnten Versuch wird gleichzeitig beobachtet:

1) Die Höhe h'' einer auf verschiedentlich abgeänderte Temperatur t'' gebrachten Quecksilbersäule, welche einer constant in der Temperatur t' erhaltenen Quecksilbersäule von der Höhe h das Gleichgewicht hält.

Diese Höhen verhalten sich umgekehrt wie die specifischen Gewichte des Quecksilbers oder direct wie die Volume $1 + \Delta''$ und $1 + \Delta'$ einer beim Schmelzpunkt des Eises das Volum Eins füllenden Masse Quecksilber in den Temperaturen t'' und t' . Man hat also:

$$\frac{h''}{h} = \frac{1 + \Delta''}{1 + \Delta'} \dots \dots \dots (I)$$

2) Ein Luftthermometer, d. h. es werden gemessen die Volume einer in ein Glasgefäfs eingeschlossenen Luftmasse bei den Temperaturen t'' und t' , und unter den Drucken b'' und b' .

Fafst das Gefäfs bei den Temperaturen t'' und t' die Volume V'' und V' , und sind, bei denselben Temperaturen, $1 + \delta''$ und $1 + \delta'$ die Volume einer beim Schmelzpunkt des Eises das Volum Eins einnehmenden Glasmasse, so ist $V'' : V' = 1 + \delta'' : 1 + \delta'$.

Bei der höheren Temperatur t'' füllt die Luft das Volum V'' des offenen Gefäfses gänzlich, unter dem Druck

b_u ; bei der niedrigeren Temperatur t' , bei der die Spitze des Gefäßes in Quecksilber getaucht ist, füllt sie vom Gefäß nur das Volum nV' unter dem Druck b_i . Sind nun in den Temperaturen t'' und t' und unter einem constanten Druck $1 + \alpha_{u''}$ und $1 + \alpha_{u'}$ die Volume einer Luftmasse, die beim Schmelzpunkt das Volum Eins einnimmt, so ist $V'' : nV' = \frac{1 + \alpha_{u''}}{b_{u''}} : \frac{1 + \alpha_{u'}}{b_i}$.

Aus dieser und der vorhergehenden Proportion ergibt sich:

$$n \cdot \frac{b_i}{b_{u''}} = \frac{1 + \delta_{u''}}{1 + \delta_{u'}} \cdot \frac{1 + \alpha_{u'}}{1 + \alpha_{u''}} \dots \dots \dots (II)$$

3) Ein Quecksilberthermometer, d. h. es werden gewägt die Quecksilbermengen p_u und p_i , welche ein Glasgefäß mit capillarer Oeffnung bei den Temperaturen t'' und t' ganz füllen.

Die Volume $V(1 + \delta_{u''})$ und $V(1 + \delta_{u'})$ des Glasgefäßes bei den Temperaturen t'' und t' sind auch die des füllenden Quecksilbers. Um aus diesen Volumen die Gewichte des Quecksilbers zu finden, muß man sie mit den specifischen Gewichten desselben multipliciren. Wenn aber das specifische Gewicht des Quecksilbers beim Schmelzpunkt des Eises gleich Eins ist, so ist es bei den Temperaturen t'' und t' respective $\frac{1}{1 + \Delta_{u''}}$ und

$\frac{1}{1 + \Delta_{u'}}$; folglich sind die Gewichte p_u und p_i respective $\frac{V(1 + \delta_{u''})}{1 + \Delta_{u''}}$ und $\frac{V(1 + \delta_{u'})}{1 + \Delta_{u'}}$, und mithin das Verhältniß

$$\frac{p_u}{p_i} = \frac{1 + \delta_{u''}}{1 + \delta_{u'}} \cdot \frac{1 + \Delta_{u'}}{1 + \Delta_{u''}} \dots \dots \dots (III)$$

Das Verhältniß der Volume, welche eine *Quecksilbermasse* bei den Temperaturen t'' und t' einnimmt, hat man schon durch Gleichung (1):

$$\frac{1 + \Delta_{u''}}{1 + \Delta_{u'}} = \frac{h_u}{h_i} \dots \dots \dots (1)$$

Das Verhältniß der Volume, welche eine *Glasmasse* bei den Temperaturen t'' und t' einnimmt, ergibt sich aus (I) und (III):

$$\frac{1+\delta_{t''}}{1+\delta_{t'}} = \frac{p''}{p'} \cdot \frac{h''}{h'} \dots\dots\dots (IV)$$

Und das Verhältniß der Volume, welche eine *Luftmasse* in den Temperaturen t'' und t' einnimmt, findet sich aus (II) und (IV):

$$\frac{1+\alpha_{t''}}{1+\alpha_{t'}} = \frac{1}{n} \cdot \frac{b''}{b'} \cdot \frac{p''}{p'} \cdot \frac{h''}{h'} \dots\dots\dots (V)$$

Damit hat man Alles, was der Versuch geben kann. Angenommen, t' sey 0° oder die Temperatur des schmelzenden Eises, und t'' sey 100° oder die Siedhitze des Wassers, unter dem Druck b_{100} ; angenommen ferner, die Volumen des Quecksilbers, des Glases und der Luft bei ersterer Temperatur seyen gleich Eins, so ist das Volum des *Quecksilbers* bei 100° :

$$1+\Delta_{100} = \frac{h_{100}}{h_0},$$

Das Volum des *Glases* bei 100° :

$$1+\delta_{100} = \frac{p_{100}}{p_0} \cdot \frac{h_{100}}{h_0},$$

Das Volum der *Luft* bei 100° :

$$1+\alpha_{100} = \frac{1}{n} \cdot \frac{b_{100}}{b_0} \cdot \frac{p_{100}}{p_0} \cdot \frac{h_{100}}{h_0},$$

letzteres sowohl bei 100° als bei 0° unter dem Druck b_{100} stehend gedacht.

Auf diese Weise sind nun die *entsprechenden* oder *zusammengehörigen* Werthe der wahren Volume des Quecksilbers, des Glases und der Luft, oder ihrer Anwüchse vom Schmelzpunkt des Eises an, für die Siedhitze des Wassers unter dem Druck b'' bestimmt, da alle Größen rechts von den Gleichheitszeichen durch die Beobachtung gegeben sind. Auf ähnliche Weise lassen sich, wenn die eine der beiden gegen einander drückenden Quecksilbersäulen beständig auf dem Schmelzpunkt des

Eises erhalten und die andere successiv verschiedentlich erwärmt wird (wobei ein empfindliches Quecksilberthermometer, mit ganz willkürlicher Skale, als bloßer Anzeiger der Beständigkeit der Temperatur und der Gleichheit derselben für das Quecksilber und die Luft, gebraucht werden kann), andere und beliebig entsprechende Werthe dieser Gröfsen finden und in einer Tafel zusammenstellen.

Damit ist der unmittelbare Zweck des Versuchs erfüllt, denn zunächst bezweckt dieser Versuch nichts anderes als einen Vergleich der Ausdehnung der Körper. Es ist dann Sache einer ferneren Untersuchung, zu bestimmen, welches Körpers Volumanwüchse als Maafs der Temperatur anzusehen seyen, und wenn dies geschehen, die Ausdehnung der beiden andern Körper in diesem Maafse auszudrücken.

Nimmt man an, wozu aller Grund vorhanden, dafs die Volumanwüchse der Luft dieses Maafs abgeben, so ist für eine Temperatur t'

der wahre Wärmegrad:

$$L_v = \frac{\alpha_v}{\alpha_{100}} \dots \dots \dots (VI)$$

der Grad eines Luftthermometers, worin die Luft immer unter constantem Druck bleibt:

$$l_v = \frac{\alpha_v - \delta_v}{\alpha_{100} - \delta_{100}} \cdot \frac{1 + \delta_{100}}{1 + \delta_v} \dots \dots (VII) ^1)$$

der Grad eines Quecksilberthermometers:

$$q_v = \frac{\Delta_v - \delta_v}{\Delta_{100} - \delta_{100}} \cdot \frac{1 + \delta_{100}}{1 + \delta_v} \dots \dots (VIII)$$

- 1) Die Gleichungen für l_v und q_v ergeben sich daraus, dafs, wenn die scheinbaren Volume der thermometrischen Flüssigkeit bei den Temperaturen 0° , t° und 100° respective V_0 , V_t und V_{100} sind, der Thermometergrad für die Temperatur t' allgemein ausgedrückt wird durch:

$$\frac{V_t - V_0}{V_{100} - V_0}$$

und die scheinbaren Volume dieser Flüssigkeit gleich sind den

wornach; wenn die Gröſſen rechts vom Gleichheitszeichen auf obige Weise bestimmt worden sind, sich Tafeln zur Reduction von q_t und l_t auf L_t leicht und streng berechnen lassen.

Wenn die zu messenden Temperaturen nicht weit über 100° hinausgehen, ist es erlaubt, die wahre Ausdehnung des Glases sowohl der wahren Ausdehnung des Quecksilbers als auch diese beiden Ausdehnungen der wahren Ausdehnung der Luft oder der Temperatur proportional zu setzen, d. h. sowohl $\delta_t = n \Delta_t$ und $\delta_{100} = n \Delta_{100}$ als auch $\delta_t = m \alpha_t$ und $\delta_{100} = m \alpha_{100}$ anzunehmen. Dann hat man:

$$l_t = \frac{\alpha_t}{\alpha_{100}} \cdot \frac{1 + \delta_{100}}{1 + \delta_t} \quad \text{und} \quad q_t = \frac{\Delta_t}{\Delta_{100}} \cdot \frac{1 + \delta_{100}}{1 + \delta_t},$$

woraus erhellt, daß selbst unter dieser Voraussetzung die Grade des Luft- und des Quecksilberthermometers nicht in aller Strenge der Temperatur proportional sind, wenn auch, was hier immer angenommen, die Skale auf dem Glase der Instrumente selbst befindlich ist. Bei 50° wahrer Temperatur z. B. würde das Luftthermometer $50,06$ zeigen, und eben so viel auch das Quecksilberthermometer, wenn das Quecksilber sich proportional der Luft ausdehnte.

Der Grad eines Dulong'schen Quecksilberthermometers, welches man füglich ein Gewichtsthermometer nennen kann, ist etwas verschieden von dem eines gewöhnlichen Quecksilberthermometers (Volumthermometer). Betrachtet man nämlich bei ersterem, was das natürlichste ist, die Gewichtsmenge des bei einer Temperatur t' ausgeflossenen Quecksilbers im Verhältniß zu der bei der Siedhitze des Wassers ausgeflossenen Gewichtsmenge, als den der Temperatur t' entsprechenden

- wahren, dividirt respective durch die wahren Volume 1 , $1 + \delta_t$, $1 + \delta_{100}$ der zwischen den Theilstrichen der Skale liegenden Stücke des Glasrohrs, durch welche sie gemessen werden. Siehe Rudberg, S. 281.

Grad, so wird dieser Grad, der mit Q_v bezeichnet seyn mag, da nach (III) die ausgeflossene Gewichtsmenge $= 1 - \frac{1 + \delta_v}{1 + \Delta_v}$ ist, ausgedrückt werden durch:

$$Q_v = \frac{\Delta_v - \delta_v}{\Delta_{100} - \delta_{100}} \cdot \frac{1 + \Delta_{100}}{1 + \Delta_v} \dots \dots (IX)$$

Das Verhältniß der Grade beider Thermometer ist also nach (VIII):

für die Temperatur t'	für die Temperatur t''
$\frac{Q_v}{q_v} = \frac{1 + \delta_v}{1 + \Delta_v} \cdot \frac{1 + \Delta_{100}}{1 + \delta_{100}}$	$\frac{Q_{v''}}{q_{v''}} = \frac{1 + \delta_{v''}}{1 + \Delta_{v''}} \cdot \frac{1 + \Delta_{100}}{1 + \delta_{100}}$

Folglich:

$$\frac{Q_v}{Q_{v''}} \cdot \frac{q_{v''}}{q_v} = \frac{p_v}{p_{v''}},$$

d. h. der Quotient aus den Verhältnissen beider Thermometergrade für zwei Temperaturen gleich dem Verhältniß der bei diesen Temperaturen in dem Dulong'schen Thermometer zurückgebliebenen Gewichtsmengen Quecksilber. (P.)

II. *Versuche über die specifische Wärme der Gase und der Luft unter verschiedenem Druck; von C. G. Suerman, Dr. Ph. et M.¹*

Es war i. J. 1815, daſs Hr. Gay-Lussac die Verdunstungskälte in trockner Luft bei verschiedenen Temperaturen durch Erfahrung und Rechnung bestimmte, und somit in eine bis dahin schwankende und unsichere Theorie Genauigkeit brachte ²). Seit jener Zeit ist dieser Gegenstand in Frankreich ganz in Vergessenheit gera-

1) *Ann. de chim. et des phys. T. LXIII p. 315.*

2) *Ann. de chim. et de phys. T. XXI p. 82.*

then. Hr. Gay-Lussac, der denselben einen der interessantesten in der Physik nennt, hatte zwar darauf hingewiesen, daß man dadurch den hygrometrischen Zustand der Luft so wie die Wärmecapacität der Gase bestimmen könne; allein erst in Deutschland und England hat man gesucht das erste dieser Probleme zu lösen.

Die Versuche von Hutton, Leslie und anderen Physikern waren sehr unvollkommen geblieben, als Hr. August in Berlin unter dem Namen *Psychrometer* einen Apparat bekannt machte, mittelst dessen er die Elasticität des in der Luft enthaltenen Dampfs zu bestimmen suchte. Dieser Apparat besteht nur in zwei sehr empfindlichen Thermometern, die durch eine Holzwand getrennt sind. Die Kugel des einen ist mit Leinwand umgeben, welche beständig feucht erhalten wird, durch einen in ein kleines Gefäß mit Wasser hinabreichenden Baumwollenfaden. Der Stand beider Thermometer, verbunden mit dem des Barometers, sind die erforderlichen Elemente zur theoretischen Lösung des Problems, welches Hr. August nach den von Hrn. Gay-Lussac aufgestellten Grundsätzen ausführt.

Seitdem haben die HH. Baumgartner, Bohnenberger, Stierlin und andere deutsche Physiker diese Theorie durch vergleichende Beobachtungen aufzuhellen gesucht, während in England die HH. Ivory und Anderson, und ganz neuerlich Prof. Apjohn in Dublin, dieselbe Aufgabe mit vieler Sorgfalt behandelt haben. Nach diesen Versuchen ist man sowohl in England als in Deutschland darüber einverstanden, daß das Psychrometer das einzige Instrument sey, welches beim gegenwärtigen Zustand der Wissenschaft zur Hygrometrie benutzt werden kann, wiewohl es dabei noch Schwierigkeiten zu beseitigen giebt, deren Erörterung uns indess von unserem eigentlichen Zweck zu weit abführen würde.

Dieser Zweck ist die Auseinandersetzung einer Reihe von Versuchen, die zum Behuf der Lösung des zweiten

von Hrn. Gay-Lussac angedeuteten Problems angestellt wurden. Sie sind einige Monate früher angestellt als die in gleicher Absicht unternommenen des Hrn. Apjohn¹⁾, die ich in der That erst kennen lernte, als ich meine Arbeit angefangen. Da aber seine Versuche auf eine ganz andere Weise gemacht wurden, und, wie ich glaube, nicht allgemein bekannt sind, so erlaube ich mir sie hier kurz zusammenzufassen.

Hr. Apjohn nimmt ein Glasrohr, 1^m,27 Meter lang und 7^{mm},6 im Durchmesser, heberförmig gekrümmt und in der Biegung etwas concentrirte Schwefelsäure enthaltend. Diesen Heber verbindet er auf der einen Seite mit zwei durch Hähne verschlossene Blasen, und auf der andern Seite mit einem horizontalen Glasrohr, welches zwei Thermometer enthält, ein trocknes und ein mit der Kugel in feuchte Leinwand eingehülltes; eine der Blasen enthält Gas, die andere Luft. Indem er diese Luft durch einen constanten Druck aus der Blase trieb, gelang es ihm das befeuchtete Thermometer so zu erkalten, dafs, als er nun unmittelbar darauf den Gasstrom folgen liefs, die Verdunstungskälte ihr Maximum erreichte und die Temperatur des feuchten Thermometers stationär ward. Ein Theil des in die pneumatische Quecksilberwanne eingeführten Gases diente zur Analyse. Sogleich nach dem ersten Versuch füllte Hr. Apjohn die beiden Blasen zugleich mit atmosphärischer Luft, und bestimmte auf dieselbe Weise das Maximum der durch sie erzeugten Kälte. Der Vergleich dieser beiden Resultate gab die specifische Wärme der Gase auf folgende Weise.

Nach seinen hygrometrischen Untersuchungen nimmt Hr. Apjohn die folgende Formel an, welche fast auf die von Gay-Lussac zurückkommt :

1) *London and Edinb. Phil. Mag.* Nov. 1835, p. 385. (Siehe *Annal.* Bd. XXXIX S. 522.)

$$c = \frac{e'l}{48(t-t')} \times \frac{30}{p} \dots\dots\dots (1)$$

es bezeichnet darin c die Wärmecapacität des Gases, l die latente Wärme des Wasserdampfs, t und t' die beiden beobachteten Temperaturen, e' das der Temperatur t' entsprechende Elasticitätsmaximum des Wasserdampfs und p den barometrischen Druck. Die erste Beobachtung giebt nach dieser Formel die specifische Wärme des angewandten Gases. Man berichtigt sie nach der auf dem Wege der Endosmose eingetretenen und durch die Analyse bestimmten Menge von atmosphärischer Luft. Durch die zweite Beobachtung erhält man dieselbe Gröfse für die atmosphärische Luft: das Verhältniß dieser beiden Wärmen giebt endlich den gesuchten Werth.

Es ist zu bemerken, daß Hr. Apjohn bei der ersten Formel vergessen hat, den Werth von c durch die Dichtigkeit des Gases zu dividiren. Berücksichtigt man diesen Fehler, so findet man, nach seinen Versuchen, folgende Werthe der specifischen Wärme:

Bei gleichem Volum. Bei gleichem Gew.

Atmosphärische Luft	1,0000	1,0000
Wasserstoff	1,8948	27,5407
Stickstoff	0,9887	1,0169
Kohlenoxyd	1,0808	1,1167
Stickstoffoxydul	1,1652	0,7631
Kohlensäure	1,0916	0,7161.

Beim Wasserstoff ist der Werth das Mittel aus 4, beim Stickstoff aus 2, beim Kohlenoxyd aus 3, beim Stickstoffoxydul aus 2, und bei der Kohlensäure aus 3 Versuchen.

Jetzt wollen wir unsere eigenen Versuche auseinandersetzen. Durch einen gasometrischen Apparat, ähnlich dem von Delaroche und Bérard ²⁾, ward unter

1) Der einzige Unterschied besteht darin, daß Hr. Gay-Lussac $p - e'$ statt p annimmt.

1) *Journ. de phys. T. LXXXV p. 72.*

einem constanten Druck ein Gasstrom hervorgebracht, und dasselbe Gas, nachdem es zu dem Versuch gedient hatte, mit einem anderen Gasometer unter constantem Druck aufgefangen. Da indess die Versuche so geleitet waren, daß der Inhalt eines einzigen Gasometers, welcher 38 Liter betrug, zu jedem derselben hinreichte, so liefs man, nach diesem, das Gas aus dem zweiten Gasometer in den ersten zurückströmen, um den Versuch für eine gewisse Zahl von Malen zu wiederholen.

Die zuvor erwähnten Physiker hatten das Gas in Blasen eingeschlossen, die in mit den Gasometern communicirende Glasballons gebracht waren, um die Absorption des Gases durch Wasser und dessen Mengung mit Luft zu verhüten. Da dieses Mittel meinen Apparat zu verwickelt gemacht haben würde, so füllte ich die Reservoirs mit einer sehr concentrirten Lösung von Kochsalz, einem Salze, welches die Absorptionsfähigkeit des Wassers bedeutend verringert. Ich habe mich versichert, daß Sauerstoffgas, Wasserstoffgas, Kohlenoxydgas und selbst Stickstoffoxydulgas bei mehrmaliger Durchleitung durch diese Lösung nur eine sehr schwache Portion Luft enthalten. Ueberdies nahm ich die Sorgfalt, ehe ich mit einem Gase wechselte, diese Salzlösung stark zu kochen, um alle darin enthaltenen Gas- oder Lufttheilchen auszutreiben.

Da es für diese Versuche wesentlich ist, daß das Gas vollkommen trocken sey, so ging dieses, nach dem Austritt aus dem Gasometer, erstlich auf den Boden einer großen Woulff'schen Flasche, die mit concentrirter Schwefelsäure, und, um die austrocknende Oberfläche zu vergrößern, mit Glasstücken gefüllt war, und darauf durch einen 90 Decimeter langen und 73 Millm. weiten Cylinder, der Chlorcalcium enthielt. Sonach von allem Wasserdampf befreit, wurde es in eine gekrümmte Weifsblechröhre von 22 Centim. geleitet. Jeder senkrechte Schenkel dieser Röhre enthielt ein vortreffliches

Greiner'sches Thermometer, dessen Skale, an dem man noch $\frac{1}{32}^{\circ}$ C. sehr scharf ablesen konnte, zum Apparat herausragte. Die Kugeln dieser Thermometer waren so gestellt, daß sie nicht auf einander einwirken konnten. Das erste Thermometer diente zur Bestimmung der Temperatur des Stroms bei seinem Austritt aus dem Trocken-Apparat; das andere, dessen Kugel mit Battist umhüllt war, konnte mittelst einer Schraube nach Belieben abgetrennt werden, was nöthig war, um die Kugel von Zeit zu Zeit zu befeuchten. Da der innere Druck verstärkt wurde, so daß, während des Oeffnens der Schraube, etwas Gas entweichen mußte, so war man sicher, daß beim nachherigen Verschließen keine Luft in den Apparat drang. Ein zwischen beiden Thermometern befindliches Manometer zeigte den Druck des Stromes an.

Um die stationäre Temperatur des benetzten Thermometers mit der größten Genauigkeit zu erhalten, befolgte man die gewöhnliche Methode der auf- und absteigenden Reihen; man erkaltete zunächst das feuchte Thermometer bis etwas unter die gesuchte Temperatur, und beobachtete dann, nach dessen Einführung in die Röhre, die Anwüchse der Temperatur zu festgesetzten Zeitpunkten. Wenn die Temperatur beinahe stationär geworden, unterbrach man für einen Augenblick den Strom durch Verschließen des Hahns. Alsdann begann, vermöge der Wärmestrahlung der Hülle, das Thermometer zu steigen; so wie es die feste Temperatur etwas überschritten hatte, öffnete man wieder den Hahn, so daß man, bei abermaligen Beobachtungen in denselben Zeitintervallen, eine absteigende Reihe erhielt. Der Mittelwerth aus beiden End-Temperaturen stellt sehr genau die gesuchte Gröfse dar. Indefs, da für gewöhnlich die Coïncidenz vollkommen war, so begnügte ich mich meistens mit einigen Beobachtungen aus aufsteigenden Reihen, und einigen anderen aus absteigenden Reihen, und suchte dann nach ihnen das Mittel.

Bei meinen ersten Versuchen zeigte sich mir ein ziemlich großer Unterschied zwischen der beobachteten und der nach Gay-Lussac's Theorie berechneten Verdunstungskälte: Die Erfahrung gab immer weit weniger als die Rechnung. Allein bald gewahrte ich, daß beide um so besser stimmten, je rascher der Luftstrom war. Da nun die Menge des gebildeten Dampfs und die Geschwindigkeit des Stroms gleichzeitig wachsen, so kann diese an sich nicht auf die stationäre Temperatur einwirken, indem die von der einen Seite absorbierte Wärme dieselbe bleibt wie die von der andern gelieferte. Mitbin entspringt der Unterschied zwischen Theorie und Erfahrung aus einer anderen Quelle, und in Wahrheit findet sie ihre ganz natürliche Erklärung in der Strahlung der Hülle, welche die Thermometer umgiebt. Die Wärmemenge welche diese innerhalb gegebener Zeit zur Bildung von Wasserdampf hergiebt, hängt nur ab von dem Temperaturunterschied zwischen der Röhre und dem Thermometer. Die Wärmemenge dagegen, welche in derselben Zeit die Luft an den sich bildenden Dampf abgiebt, wächst mit der Menge dieses Dampfs, und also auch mit der Geschwindigkeit des Stroms, und daraus folgt, daß der Effect der Strahlung abnimmt mit dieser Geschwindigkeit.

Wir haben lange nach einem Mittel gesucht, diese Einwirkung der Röhre zu berechnen. Den absoluten Effect kann man freilich erfahren, wenn man die Schnelligkeit der Erkaltung in der luftleeren Hülle bestimmt; allein da es unmöglich ist, die in gegebener Zeit sich bildende Dampfmenge auszumitteln, und man folglich die von ihr absorbierte absolute Wärmemenge nicht kennt, so war ich genöthigt bis jetzt auf diese Rechnung zu verzichten, wie interessant sie auch seyn mag für die Lösung des uns beschäftigenden Problems.

Um uns der Wahrheit möglichst zu nähern, haben wir die Geschwindigkeit des Stroms so viel vergrößert
als

als es die Natur unserer Apparate erlaubte. Zu dem Ende haben wir das Reservoir in das Stockwerk über unserem Laboratorium gebracht, ähnlich wie es Delaroché und Bérard zur Bestimmung der specifischen Wärme der Luft für hohe Drucke thaten. Um indess diese Erhöhung des Drucks zu vermeiden, haben wir an dem Gasometer, welches das Gas nach dem Versuche aufnahm, gewissermassen eine Saugkraft angebracht, indem wir den Schenkel des Hebers, durch welchen die Flüssigkeit abfloss, verlängerten. Dadurch haben wir erlangt, daß das zwischen beiden Thermometern befindliche Manometer während der Beobachtung nicht schwankte, so daß das sehr sorgfältig beobachtete Barometer genau den Druck des Stromes anzeigte. Ueberdies konnte man mittelst des zwischen dem Reservoir und dem Gasometer befindlichen Hahns die zufälligen Unterschiede des Drucks reguliren, so daß dieser während der Dauer der Beobachtung ganz constant blieb. Die Stromgeschwindigkeit, welche ich hiedurch erreichte, betrug 50 Liter in 10 Zeitminuten.

Es folge hier nun die Uebersicht der auf die beschriebene Weise angestellten Versuche. Die Gase dazu wurden mit aller Sorgfalt von Hrn. van Setten bereitet, einem sehr geschickten Chemiker, den ich mit Vergnügen hier namhaft mache. Um die Röhren und die Trokken-Apparate zu füllen, machte ich sie mehrmals luftleer. Endlich wurde die Wärmecapacität berechnet nach der Formel:

$$c = \frac{5e'(650 - t')}{8s(t - t')(p - e')},$$

in der die Buchstaben die oben angezeigten Werthe bedeuten ¹⁾. Ich habe geglaubt einen allgemein begangenen Fehler zu vermeiden, indem ich für die latente

1) Er ist nämlich s (wofür im französischen Original immer die Ziffer 5 steht) das specifische Gewicht des Gases, und $\frac{5}{8}$ das des Wasserdampfs. (Vergl. Ann. Bd. XXXIX S. 523.) P.

Wärme des Dampfs, statt der constanten Zahl 550° , welche diese Wärme für 100° C. ausdrückt, die veränderliche GröÙe $650 - t'$ nahm, weil nicht die latente Wärme des Wasserdampfs eine bei jeder Temperatur constante GröÙe ist, sondern die absolute Wärmemenge desselben, d. h. die Summe seiner latenten und seiner fühlbaren Wärme.

Atmosphärische Luft $s = 1,0000$.

1	778,166	23,875	8,781	15,094	8,790	0,3033
2	762,519	21,719	7,531	14,188	8,135	0,3052
3	758,227	21,219	7,156	14,063	7,947	0,3053
4	762,621	21,000	7,156	13,844	7,947	0,3056
5	762,621	21,000	7,156	13,844	7,947	0,3056
6	761,503	22,187	7,687	14,500	8,215	0,3019
7	752,867	20,687	6,875	13,812	7,810	0,3050
8	759,649	19,531	6,250	13,281	7,511	0,3025
9	752,131	17,906	5,350	12,656	7,056	0,3015
10	752,131	18,094	5,281	12,813	7,069	0,2984
11	762,621	21,250	7,250	14,000	7,994	0,3040
12	762,621	21,000	7,062	14,000	7,910	0,3008

Sauerstoff $s = 1,1026$.

1	774,965	18,500	5,875	12,625	7,337	0,2764
2	755,585	18,500	5,750	12,750	7,280	0,2786
3	754,849	18,625	5,719	12,706	7,267	0,2751
4	754,849	18,875	5,906	13,969	7,352	0,2769
5	755,585	19,000	5,844	13,156	7,323	0,2716
6	755,585	18,865	5,875	13,000	7,337	0,2764
7	755,585	10,094	5,969	13,125	7,381	0,2744
8	753,960	19,156	5,969	13,187	7,381	0,2724
9	753,960	19,000	5,969	13,031	7,381	0,2737

Wasserstoff $s = 0,0688$.

1	749,362	17,875	7,500	10,375	8,119	6,1719
2	759,802	17,312	7,250	10,062	7,994	6,1698
3	759,548	17,437	7,281	10,156	8,009	6,1263
4	758,252	17,500	7,344	10,156	8,041	6,1613
5	757,770	17,500	7,344	10,156	8,041	6,1651
6	762,418	17,500	7,500	10,000	8,119	6,2823
7	761,630	17,875	7,719	10,156	8,231	6,2764
8	757,236	18,031	7,750	10,281	8,244	6,2467
9	752,334	18,250	7,844	10,406	8,294	6,2190

Kohlenoxyd $s=0,9678$.

1	769,83	22,500	7,781	14,719	8,262	0,3057
2	771,689	22,875	8,094	14,781	8,424	0,3095
3	758,938	22,750	8,031	14,719	8,391	0,3149
4	786,827	21,250	7,531	13,719	8,134	0,3168
5	776,718	21,125	7,312	13,812	8,025	0,3137
6	771,783	23,115	8,157	14,968	8,457	0,3148

Stickstoffoxydul $s=1,5269$.

1	762,443	21,250	7,844	13,406	8,294	0,2156
2	755,941	20,875	7,875	13,000	8,311	0,2248
3	769,403	20,625	7,750	12,875	8,246	0,2312
4	758,887	20,781	7,875	12,906	8,311	0,2255
5	754,645	20,875	8,000	12,875	8,375	0,2290
6	753,909	20,625	7,812	12,812	8,278	0,2278

Kohlensäure $s=1,5245$.

1	759,344	20,000	7,406	12,594	8,072	0,2247
2	753,629	20,562	7,250	13,312	7,994	0,2112
3	757,973	20,250	7,219	13,031	7,979	0,2151
4	757,719	19,312	6,969	12,343	7,355	0,2237
5	759,294	19,500	6,875	12,625	7,810	0,2170
6	766,329	19,250	6,875	12,375	8,810	0,2194
7	768,234	20,375	7,000	13,375	7,871	0,2040
8	759,929	20,000	7,094	12,906	7,947	0,2150

Da die Versuche sehr übereinstimmen, so erlaube ich mir, daraus, nach den nöthigen Berichtigungen, die Mittelwerthe abzuleiten, und sie mit den Resultaten von Delaroche und Bérard und denen von Apjohn zu vergleichen. Indefs ist es gut zu bemerken, dafs ich, wegen des unvermeidlichen Fehlers, mit denen sie alle behaftet sind, nur in sofern grofsen Werth auf die gefundenen Zahlen lege, als sie dazu dienen, hinsichtlich der eingeschlagenen und der uns beschäftigenden Fragen einige allgemeine Resultate abzuleiten.

	Specifiche Wärme, verglichen mit der					
	des Wassers nach		der Luft bei gleichen Volumen,		der Luft, bei gleichen Gewichten,	
	Delaroche und Bérard.	uns.	Delaroche und Bérard.	Apjohn.	Delaroche und Bérard.	Apjohn. uns.
Luft	0,2669	0,3046	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
Sauerstoff . . .	0,2361	0,2750	0,9765		0,8848	0,9028
Wasserstoff . .	0,2936	6,1892	0,9033	1,8948	12,3401	20,3191
Stickstoff . . .	0,2754	0,3135	1,0000	0,9887	1,0318	1,0293
Kohlenoxyd . .	0,2884	0,3123	1,0340	1,0808	1,0805	1,0253
Stickstoffoxydul	0,2369	0,2240	1,3503	1,1652	1,8878	0,7354
Kohlensäure . .	0,2210	0,2124	1,2585	1,0146	0,7631	0,6975

Vergleichen wir die beiden ersten Spalten dieser Tafel unter sich, so sehen wir, daß, mit Ausnahme zweier Werthe, alle von uns gefundenen zu groß sind. Dieß rührt ohne Zweifel von der Strahlung der Hülle her, in welche die Thermometer eingeschlossen waren; denn diese strebt die Verdunstungskälte zu vermindern, d. h. da diese Kälte sich gemäß der Formel umgekehrt wie die spezifische Wärme verhält, so strebt die Strahlung dahin, die spezifische Wärme zu groß zu machen.

Dieser Fehler muß nothwendig auf alle Gase einwirken, doch wirkt sie nicht auf alle gleichmäÙig. Kann man diese Ungleichheit durch eine von der Natur der Theilchen abhängige verschiedene Beweglichkeit der Gase ableiten? einer vorzüglich von Dulong bezeichneten Fehlerquelle, welche die meisten Versuche über die spezifische Wärme der Gase erschwert. In der That ertheilt diese Eigenschaft den Gasen ein verschiedenes Erhaltungsvermögen; so daß die Verdunstung z. B. in Wasserstoffgas schneller geschieht, als in Kohlensäure, die Verdunstungskälte der letzteren verhältnißmäÙig kleiner seyn muß, als die des ersteren. Da die berechnete spezifische Wärme im umgekehrten Verhältniß der beobachteten Kälte steht, so wird man also nach der ungleichen Beweglichkeit der Gase erwarten dürfen, die spezifische Wärme des Wasserstoffgases zu klein, die des Stickstoffoxyduls zu groß zu finden. Allein die Erfahrung giebt ein entgegengesetztes Resultat, und daraus folgt, daß diese Eigenschaft bei der Erklärung der gefundenen Resultate wenig in Betracht kommt.

Wie mir scheint, giebt die Strahlung der Hülle auch hier noch ganz einfach die Erklärung der erhaltenen Unterschiede. In Wirklichkeit war die Geschwindigkeit des Stroms für alle Gase gleich; allein wegen des Unterschiedes in ihrer Dichtigkeit war die Gasmenge, welche in einer gegebenen Zeit durchströmte, nicht gleich; sie betrug z. B. in 7,5 Minuten bei der atmosphärischen

Luft 49,38 Grm., beim Wasserstoffgase 3,40 Grm., und bei der Kohlensäure 75,28 Grm. Mit hin müßte die Dampfmenge, welche sich durch Erkaltung des Wasserstoffgases bilden konnte, weit kleiner seyn, als die, welche durch ein gleiches Volum Kohlensäure gebildet würde, und folglich müßte der Effect der Strahlung im ersten Falle größer seyn als im letzteren. Daraus folgt, daß beim Wasserstoffgase die berechnete specifische Wärme mehr von der Wahrheit abweichen muß, als bei den Gasen von größerer Dichtigkeit.

Lassen sich unsere Versuche erklären, wenn man annimmt, wie es von Hrn. Haycraft ¹⁾ und später von den HH. De la Rive und Marcet ²⁾ geschehen, daß alle Gase bei gleichem Volum eine gleiche specifische Wärme haben? In diesem Fall würde die Verdunstungskälte nothwendig dieselbe seyn in allen Gasen, was aber den Versuchen geradezu widerspricht. Allein ließen sich die beobachteten Unterschiede noch erklären durch die ungleiche Gasmenge, die bei gleicher Geschwindigkeit des Stroms in einer gegebenen Zeit durchstreichen? Beim Wasserstoffgase ist dieses, obwohl der Unterschied etwas groß, doch möglich, weil dieses Gas nur eine geringe Dichtigkeit besitzt, und in diesem Fall würden die Versuche das Dulong'sche Gesetz ³⁾ bestätigen, daß die einfachen Gase bei gleichem Volum eine gleiche specifische Wärme besitzen. Beim Kohlenoxyd ist der Unterschied sehr klein; allein bei den beiden andern zusammengesetzten Gasen steigt er dermaßen, daß wir in Betracht ihrer größeren Dichtigkeit glauben, unsere Versuche erlauben nicht die Annahme des oben erwähnten Gesetzes.

Wir haben noch eine andere Art von Versuch ge-

1) Gilb. Annalen, Bd. LXXVI S. 289.

P.

2) Dies. Annalen, Bd. XVI S. 340.

P.

3) Dies. Annalen, Bd. XVI S. 476.

P.

macht, welche dazu dienen kann, nach demselben Princip die specifische Wärme der atmosphärischen Luft bei verschiedenen Drucken, kleiner als der gewöhnliche der Atmosphäre, zu bestimmen. Der dazu angewandte Apparat besteht aus vier doppelhalsigen Woulf'schen Flaschen, vereinigt auf gewöhnliche Weise durch Glasröhren, und zum Theil gefüllt mit concentrirter Schwefelsäure und Glasstücken, um zu starke Stöße der Flüssigkeit beim Durchgang des Luftstroms zu verhüten und die trocknende Wirkung zu erhöhen. Die Röhre, welche die Luft auf den Boden der ersten Flasche leitet, ist versehen mit einem Hahn, welchen man zur Regulirung der in gegebener Zeit durchstreichenden Luft mehr oder weniger öffnet. Die Röhre, welche aus der ersten Flasche führt, leitet die wohl getrocknete Luft in einen gekrümmten Cylinder von Weißblech von gleicher Form und denselben Dimensionen, wie der bei den ersten Versuchen. Der Cylinder enthält eben so zwei Thermometer, ein festes zur Ermittlung der Temperatur des Stroms, und ein anderes abzuschraubendes mit benäsfster Kugel, so wie ein Manometer, zur Kenntnissnahme des Drucks. Eine Luftpumpe wirkt am andern Ende des Cylinders und erregt einen Luftstrom, welcher durch den Hahn eintritt, beim Durchgang durch die Flasche mit Schwefelsäure austrocknet, und so in den Cylinder gelangt. Da die Luftpumpe in dem Cylinder, wo die Beobachtung geschieht, ein momentanes Vacuum zu machen sucht, so ist es zweckmäfsig, diesen zwischen den beiden Reservoiren anzubringen, durch welche der Strom geht. Um diesen ganz constant zu machen, vergrößerte ich den Körper der Pumpe noch durch eine Glocke und eine dritte Flasche, welche ich von den übrigen durch eine Schicht Quecksilber trennte, durch die die aus dem Cylinder gezogene Luft zu gehen genöthigt war.

So erhielt ich einen trocknen Luftstrom unter einem Druck geringer als der der Atmosphäre. Wenn

man dann die Luftpumpe mit constanter Geschwindigkeit wirken läßt, was mittelst eines Metronoms leicht geschieht, so hat dieser Luftstrom einen constanten Druck, wie die gleichzeitige Beobachtung des Barometers und Manometers erweist. Läßt man die Pumpe fortwährend mit derselben Geschwindigkeit wirken, schließt aber den Hahn mehr und mehr, so erhält man Ströme von stufenweise geringeren, aber für jede Stellung des Hahns constanten Druck. Auf diese Weise sind die folgenden Versuche von 691,10 Millimet. bis 319,63 Millimet. Druck gemacht. Die Stromgeschwindigkeit war weit größer als bei den früheren Versuchen, nämlich 20 Liter in jeder Minute. Daraus folgt, daß sie der Wahrheit näher kommen, und daß es jedenfalls nicht erlaubt ist, die beiden Reihen mit einander zu verknüpfen.

No.	Druck der Ströme.	Temperatur		Verdunstungs- kälte.	Elasticität des gebilde- ten Wasserdampf's.	Specifische Wärme nach		Unterschied.
		der Ströme.	der verdun- stenden Fläche.			Beobachtung.	Berechnung.	
1	691,10	21°,250	6°,031	15°,219	mm 7,409	0,2866	0,2866	+0,0002
2	690,49	21°,312	6°,062	15°,250	7,423	0,2869	0,2868	-0,0001
3	683,20	20°,750	5°,750	15°,000	7,280	0,2891	0,2872	-0,0019
4	639,21	21°,438	5°,594	15°,844	7,210	0,2900	0,2895	-0,0005
5	620,24	21°,594	5°,469	16°,125	7,153	0,2915	0,2905	-0,0010
6	568,34	21°,656	4°,812	16°,844	6,885	0,2927	0,2936	+0,0009
7	560,75	21°,687	4°,686	17°,000	6,811	0,2917	0,2941	+0,0024
8	556,60	20°,875	4°,250	16°,625	6,626	0,2925	0,2943	+0,0018
9	514,55	21°,562	4°,187	17°,375	6,604	0,3018	0,2970	-0,0048
10	508,86	21°,750	4°,031	17°,719	6,535	0,2964	0,2974	+0,0010
11	467,07	20°,750	2°,937	17°,813	6,099	0,3004	0,3004	0,0000
12	434,18	21°,625	2°,750	18°,876	6,028	0,3017	0,3029	+0,0012
13	424,68	21°,750	2°,594	19°,156	5,969	0,3011	0,3037	+0,0026
14	381,02	20°,938	1°,469	19°,469	5,557	0,3081	0,3075	-0,0006
15	375,96	20°,750	1°,250	19°,500	5,479	0,3075	0,3079	+0,0004
16	339,87	21°,500	0°,750	20°,750	5,308	0,3103	0,3114	+0,0011
17	320,90	21°,594	0°,406	21°,188	5,192	0,3151	0,3134	-0,0017
18	319,63	20°,750	0°,000	20°,750	5,859	0,3149	0,3136	-0,0013

Hieraus folgt, daß die specifische Wärme der Luft zunimmt mit der Abnahme des Drucks. Indefs ist diese Zunahme nicht sehr stark, da sie bei einer Verringerung des Drucks von wenigstens auf die Hälfte nur ein Zehntel der gesammten Gröfse ausmacht. Jedoch muß man auf die vorhin erwähnten Fehlerquellen Rücksicht nehmen. Beim achtzehnten Versuch ist die Gewichtsmenge Luft, welche in gegebener Zeit durchstreicht, noch nicht die Hälfte von der Masse beim ersten Versuche. Mit hin sind die Werthe der specifischen Wärme bei geringeren Drucken noch zu groß gegen die übrigen. Allein diesem Effect wirkt eine andere Ursache entgegen, welche ohne Zweifel die erstere überwiegt, das ist die Zunahme der Verdunstungsgeschwindigkeit bei geringerem Druck, welche ihr Maximum im Vacuo erreicht. So finden wir denn hier wiederum einen analogen Effect, wie den, welcher von der verschiedenen Natur der Gase abhängt, nämlich daß die Beweglichkeit der Luft mit der Abnahme des Druckes zunimmt. Diese Ursache macht, daß die Werthe der specifischen Wärme der Luft bei geringeren Drucken zu klein sind gegen die übrigen.

Wir bedauern, daß es keine anderweitigen Resultate giebt, mit denen wir unsere Resultate vergleichen könnten. Sehen wir indafs, wie diese mit der von Hrn. Poisson ¹⁾ gegebenen analytischen Formel übereinstimmen. Nennt man γ die specifische Wärme bei constantem Druck, die p entspricht, c die, welche P entspricht, und k das Verhältniß der specifischen Wärme bei constantem Druck zu der bei constantem Volum, so hat man nach diesem berühmten Mathematiker:

$$\gamma = c \left(\frac{P}{p} \right)^{1 - \frac{1}{k}}.$$

Mit Anwendung der allgemein angenommenen Werthe findet man hienach:

1) Gilb. Annalen, Bd. LXXVI S. 269.

$$\gamma = 0,2669 \sqrt[3.41]{\frac{760}{p}},$$

woraus sich ergibt:

$p=760$ Millim. $\gamma=0,2669$			$p=500$ Millim. $\gamma=0,3018$		
700	-	0,2734	450	-	0,3111
650	-	0,2794	400	-	0,3222
600	-	0,2860	350	-	0,3350
550	-	0,2935	300	-	0,3505

Vergleicht man diese Werthe mit denen, welche wir gefunden haben, so sieht man, daß sie in einem weit stärkeren Verhältniß wachsen, so daß, mit einem Druck von 550 Millimeter angefangen, die berechneten specifischen Wärmen die von uns beobachteten überreffen. Nun ist gewiß, daß, was für Fehler unsere Methode auch mit sich führen mag, sie doch, wegen der Strahlung der Hülle, immer die specifische Wärme zu groß giebt. Mithin sind, nach unseren Versuchen, die von der Analyse gegebenen Werthe unmögliche Größen.

Weniger um das Gesetz der Veränderungen der specifischen Wärme bei Verschiedenheit des Drucks zu bestimmen, ein Gesetz, welches unsere Methode bisher nicht kennen zu lehren vermochte, als vielmehr um die Richtigkeit unserer Versuche zu prüfen, haben wir eine von Hrn. Clapeyron ¹⁾ nach sehr sinnreichen Grundsätzen aufgestellte Formel angewandt. Diese Formel ist folgende:

$$\gamma = A - B \log . p,$$

wo a und b unbekannte Functionen bloß von der Temperatur, und demgemäß bei unseren Versuchen fast constant sind. Wenn man nun diese nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt, so findet man:

$$\gamma = 0,5139 - 0,7998 \log p,$$

woraus für $p=760$ folgt $\gamma=0,2835$, ein Werth, der

1) *Journ. de l'Ecole polytechn. cah. 23, T. XIV, 1834, p. 170.*

sich weit mehr als der aus unseren ersteren Versuchen der Wahrheit nähert. Vergleicht man nun die nach dieser Formel berechneten Werthe mit den unmittelbar aus dem Versuch abgeleiteten, so sieht man, daß sie sich denselben auffallend nähern. Der wahrscheinliche Fehler, d. h. die Zahl, unterhalb welcher der Fehler in der Bestimmung mit gleicher Leichtigkeit fallen kann, berechnet nach der Methode der kleinsten Quadrate, beträgt 0,0013 für jede Beobachtung, 0,0070 für den Coëfficient *A* und 0,0026 für den Coëfficient *B*.

Mit Hülfe einer doppelten Compressionspumpe, welche die Luft durch die Woulf'schen Flaschen treibt, könnte man, wenn man den Hahn an der anderen Seite des Cylinders anbrächte, die nämlichen Versuche für Drucke größer als der der Atmosphäre wiederholen. Es würde leicht seyn, den Hahn so einzurichten oder ihn durch eine Schraube zu ersetzen, daß man den Druck des Stroms sehr langsam ändern könnte. Bei Fortnahme des Hahns könnte man die Versuche über die Verdunstungskälte, unter dem atmosphärischen Druck, bei verschiedenen Temperaturen wiederholen; allein aus Mangel an den dazu erforderlichen Apparaten mußte ich auf diese Arbeit verzichten.

III. *Beobachtungen über das Gefrieren;* *von Despretz.*

(*Compt. rend.* 1837, II, p. 19.)

1) Schwankung des Gefrierpunktes.

Ich habe früher gezeigt, daß der Gefrierpunkt einer jeden Lösung ein unveränderlicher Punkt ist, und daß dasselbe auch von mehreren festen Körpern gilt, mit denen ich experimentirt habe.

Man kann als sicher ausgemacht annehmen, daß ein und dieselbe saure, alkalische, salzige oder weingeistige Lösung beim Schütteln fast nie bei derselben Temperatur gefriert. In einer Kalilösung z. B., die 617 Kali auf 100000 Wasser enthält, zeigte das Thermometer im Moment der beginnenden Gefrierung bei einem Versuch $-0^{\circ},36$ C., und bei einem andern $-2^{\circ},88$ C. Eine Lösung, welche doppelt so viel Alkali enthielt, gab bei einem Versuch $-1^{\circ},03$, und bei einem zweiten $-2^{\circ},14$ C.

Wir glauben die richtige Definition des Gefrierpunktes sey: die stationäre und constante Temperatur eines und desselben Körpers, wie sie das Thermometer anzeigt, wenn die Erstarrung beginnt oder vielmehr begonnen hat. So kommt das Thermometer bei den beiden ersten Versuchen auf $-0^{\circ},29$, und bei den beiden letzteren auf $-0^{\circ},61$ C. zurück. So definirt, ist der Gefrierpunkt gleich mit dem Schmelzpunkt. Wie groß auch die Senkung unterhalb der Gefriertemperatur seyn mag, so kommt die Temperatur im Moment des Gefrierens, bis auf einige Hundertel, immer auf dasselbe zurück. In einer Lösung von kohlensaurem Kali von 371 Salz auf 10000 Wasser erreichten das Thermometer, ehe das Gefrieren sich zeigt, bei einem Versuch $-2^{\circ},73$, und bei einem zweiten $-4^{\circ},08$ C. Im Augenblick des Gefrierens kam das Thermometer beim ersten Versuch auf $-1^{\circ},16$, und beim zweiten auf $-1^{\circ},17$ C. zurück. Der Unterschied betrug also nur $0^{\circ},01$. Bei mehr als hundert Versuchen war dieser Unterschied entweder Null oder $0^{\circ},01$, selten $0^{\circ},02$ oder $0^{\circ},03$, und sehr selten $0^{\circ},04$ bis $0^{\circ},05$. Dieser letzte Unterschied rührt wahrscheinlich von einem Beobachtungsfehler her.

Blagden wufste wohl, daß das Wasser durch Auflösung einer Substanz die Eigenschaft behält, unterhalb der Gefrierung flüssig zu bleiben; allein er glaubte, daß die Temperatur-Erniedrigung geringer sey als bei reinem Wasser. Wir glauben das Gegentheil. Das reine

Wasser sinkt oft, beim Schütteln, nur sehr wenig unterhalb des Gefrierpunktes, während Salzlösungen, selbst bei tüchtigem Durchschütteln, immer um mehr als einen Grad und zuweilen um mehrere Grade darunter sinken. Es ist nicht einmal nothwendig zum Auftreten der Erscheinung, daß die Erkaltung langsam geschehe. Jede beliebige Lösung, eingetaucht in ein Gemeng von Kochsalz, Eis und Wasser bei 10° bis 15° C. unter dem Gefrierpunkt, zeigt sie gleich gut.

Die Erscheinung zeigt sich auch gleich gut in Gefäßen von Glas, von Blei oder von Kupfer. Wir haben im Allgemeinen, wegen der leichteren Handhabung, den letzteren den Vorzug gegeben. Bekanntlich siedet das Wasser, nach Hrn. Gay-Lussac's Beobachtung, später in Gefäßen von Glas als in Gefäßen von Metall.

In dem Vorhergehenden war immer eine Flüssigkeit gemeint, die in offener Berührung mit der Atmosphäre steht, und mit einem kupfernen Stab (*agitateur*) wohl umgerührt wird. Ein Thermometer mit cylindrischem Behälter taucht in die Flüssigkeit.

Nach einigen Versuchen scheint mir, daß es eine nicht beträchtliche Erschütterung giebt, über welches hinaus eine Verstärkung des Schüttelns die Gefrierung mehr verzögert als beschleunigt. Man begreift in der That, daß eine langsame Erschütterung mehr als eine rasche geeignet ist, die Theilchen mit ihren Flächen der größten Anziehung in Berührung zu bringen.

Wir haben angenommen, die Flüssigkeit sey in Masse und in Berührung mit der Luft bedeutend erschüttert. Nimmt man dagegen an, die Flüssigkeit sey in einer Thermometerröhre enthalten, so wird die Gefrierung bei jeder Lösung und jedem Körper fast immer verzögert, nicht um einige Grade, sondern um zehn, zwölf und selbst noch mehrere Grade. Diese Erscheinung zeigt sich nicht bloß bei sehr engen Röhren, sondern bei Behältern, die einen Centimeter im Durchmesser halten.

Die Röhren endigen mit einem Behälter voll Luft; sie können sogar durch ein Haarröhrchen in freier Gemeinschaft mit der Luft stehen, ohne daß die Senkung der Gefrierung aufhört beträchtlich zu seyn. Wiederholte Stöße an dem thermometrischen Apparat beschleunigen nicht immer die Gefrierung. Diese Erscheinungen stehen nicht außer Verbindung mit den vor langer Zeit von Gay-Lussac am Glaubersalz beobachteten.

2) Senkung des Gefrierpunktes durch Zusatz einer fremden Substanz.

Seit langer Zeit weiß man, daß der Gefrierpunkt des Wassers durch fremde Substanzen erniedrigt wird. Wir glauben indessen nicht, daß die Beziehung zwischen dieser Erniedrigung und der Menge der fremden Substanz schon gehörig ausgemittelt sey. Wenn man die scheinbare Senkung, d. h. die von dem Thermometer vor der Gefrierung angegebene niedrigste Temperatur aufzeichnete, so würde man keine regelmässige Beziehung zwischen dieser Senkung und der Menge der fremden Substanz erhalten, weil erstere, wie vorhin bemerkt, oft um mehr Grade schwankt.

Man muß die Gefriertemperatur nehmen, wie wir sie vorhin definirten, alsdann findet man, daß die wahren Senkungen beinahe den Mengen der hinzugefügten Substanzen proportional sind. Wir wählen aus der Abhandlung zwei Tafeln aus, die diese Wahrheit außer Zweifel setzen werden.

Anfangstemperatur.	Maximum der Senkung.	Temperatur im Moment des Gefrierens.	Menge der auf 1000 Wasser hinzugefügten Substanz.
--------------------	----------------------	--------------------------------------	---

Reines wasserfreies kohlensaures Kali.

+ 3°,96 C.	—1°,38 C.	—0°,19 C.	} 6,173
2,31	—1,79	—0,19	
+ 3,81	—2,29	—0,37	} 12,346
2,01	—1,15	—0,38	
+ 4,48	—2,41	—0,76	} 24,692
1,60	—0,94	—0,79	
+ 2,84	—2,73	—0,16	} 37,039
5,77	—4,08	—0,17	
+ 4,82	—2,26	—0,26	} 74,078 (1)
4,77	—2,26	—0,26	
+ 5,16	—5,05	—0,82	} 148,156
12,23	—4,96	—0,86	

Reines kohlensaures Natron.

+ 2°,99 C.	—0°,30 C.	—0,24 C.	} 6,173
11,50	—1,21	—0,24	
+ 3,09	—1,38	—0,46	} 12,346
3,01	—1,53	—0,49	
+ 3,89		—0,95	} 24,692.
6,56	—1,44	—0,95	

Ich führe nicht die übrigen Resultate über das kohlensaure Natron an, weil sie aus einer Lösung, die mehr als 24,692 auf 1000 Theile Wasser enthält, wasserfreies Salz beim Erkalten ausscheidet. Während dieser Ausscheidungen bleibt das Thermometer stillstehen. Schwefelsaures Natron und salpetersaures Kali bieten eine ähnliche Erscheinung dar. Das kohlensaure Natron, welches beim Umrühren und in freier Berührung mit der Luft so leicht Salz ausscheidet, widersteht in Thermometerröhren selbst bei -15° C. der Gefrierung. Es ist recht

1) Nicht ganz klar.

recht sonderbar, daß das kohlensaure Natron, obwohl verwitternd und weniger löslich als das kohlensaure Kali, den Gefrierpunkt mehr herunterbringt als dieses so zerfließliche Salz. Das schwefelsaure Kali, welches weniger löslich ist als das schwefelsaure Natron, senkt den Gefrierpunkt etwas weniger als dieses. Das Chlornatrium, welches weniger löslich ist und ein bedeutenderes Atomgewicht als das Chlorcalcium hat, senkt den Gefrierpunkt mehr.

Senkung.	Chlornatrium.		Senkung.	Chlorcalcium.	
	Temperatur beim Gefrieren.	Salz auf 1000 Wass.		Temper. beim Ge- frieren.	Salz auf 1000 Wasser.
—0°,42 C.	—0°,36 C.	6,173	—1°,38	—0°,22	0°,173
—1°,20	—0°,71	12,346		—0°,53	12,346
—2°,25	—1°,41	24,692	—1°,12	—1°,03	24,658
—2°,77	—2°,12	37,039	—3°,92	—1°,61	37,039
—5°,35	—4°,34	74,078	—5°,59	—3°,56	74,078
—9°,83	—9°,20	148,156	—9°,97	—8°,91	148,156

3) Volumsveränderung beim Gefrieren.

Die Anomalie des Dichtigkeitsmaximums beim Wasser, welches beim Erstarren sein Volum bedeutend vergrößert, führt dahin, zu untersuchen, ob eine Beziehung stattfindet zwischen der Volumsvergrößerung beim Gefrieren und dem Dichtigkeitsmaximum.

Bekanntlich vergrößern Gufseisen und verschiedene Legirungen ihr Volumen beim Erstarren; allein beim gegenwärtigen Zustand der Physik sind die Untersuchungen, welche uns beschäftigen, auf diejenigen Körper beschränkt, deren Schmelzpunkt unter dem Schmelzpunkt des Glases liegen.

Das Verfahren, welches mir am zweckmäßigsten schien, besteht darin, mit jedem Körper ein Thermometer zu construiren. Diefes hat indeß, wie man sich wohl denken kann, viele Schwierigkeiten.

Ich experimentirte mit Margarinsäure, Oleinsäure, Stearinsäure, Olivenöl, Cetin, Paraffin und Naphthalin, welche sieben Körper selbst die nicht stickstoffhaltigen organischen Körper repräsentiren können. Sie alle erleiden bei ihrer Erstarrung eine bedeutende *Volumsverringerung*; alle *ziehen sich zusammen* beim Erkalten im flüssigen Zustande, sowohl oberhalb als unterhalb der Temperatur des Erstarrens. Sie haben also kein Maximum der Dichtigkeit.

Es bleibt zu untersuchen, ob ätherische Oele, Phosphor, Schwefel, Metalle und leicht schmelzbare Legierungen sich eben so verhalten.

IV. *Ueber das specifische Gewicht des Meerwassers zu verschiedenen Zeiten an denselben Orten des Oceans; von G. J. Mulder.*

(Vergl. diese Annalen, Bd. XXXIX S. 507.)

Da die Dichtigkeit des Meerwassers an verschiedenen Stellen des Oceans eine Verschiedenheit zeigt, die noch nicht genau bestimmt ist, so kann es nicht ganz uninteressant seyn, Wasser, zu verschiedenen Zeiten, an *denselben* Orten des Oceans geschöpft, zu untersuchen.

Ich bin dabei durch die Güte des Hrn. M. M. Versluis in Stand gesetzt; er brachte mir Wasser mit, das ungefähr an denselben Orten geschöpft worden, von wo ich dasselbe früher durch ihn erhielt.

Es folgen hier die Angaben der Orte, der atmosphärischen Temperatur und der Zeit:

No.	Länge Greenw.	Breiten.	Nächste Orte.	Temper. der Luft.	Zeit.	Witterung.
1	82° 58' O.	20° 49' S.	keine	75° F.	11. Nov. 1836	Sehr beständig, schwere wolkenreiche Luft, um Mittag bedeutende Hitze.
2	77 43	23 51		76	14. -	sehr beständig, leichte Wolken, um Mittag erträgliche Hitze.
3	26 28	34 00	In der Bai von Algoa. 36 Faden tief.	68	14. Dec.	beständiges Wasser, helle Luft, gutes Wetter, um Mittag kühl.
4	20 59	35 55	Kap Agulhar N. W. 12½ Meile	65	20. -	Hefige Stürme, mit schwerer wolkenreicher Luft.
5	0 45 W.	23 21		71	2. Jan. 1837	Passat-Wetter.
6	5 45	15 55	Rhede von St. Helena	75	9. -	sehr beständiges Wetter.
7	24 4	0 57 N.		78	21. -	schönes Passat-Wetter.
8	38 57	23 19	Wendekreis des Krebses	70	8. Fbr.	Passat-Wetter.
9	27 34	40 40	Westliche Inseln	65	19. -	unbeständig, neblige Luft.
10	17 20	46 15		58	23. -	ebenso.
11	10 22	48 15	Nähe des Kanals	54	28. -	abwechselnd, zuweilen Nebel.
12	6 0	49 24	Untiefe	48	5. März	nebliges Wetter.
13	0 48	50 27	Insel Wight	45	8. -	schönes Wetter.
14	O.L.	-	Nordsee	43	11. -	unbeständiges Wetter.

Ueber die Bestimmung des specifischen Gewichts dieser 14 Arten Wasser habe ich nichts besonderes mitzuthellen, da sie mit derselben Glasbirne und derselben Wage, wie früher, bei einer Lufttemperatur von $51^{\circ},5$ F. in einer Temperatur des Wassers von 50° F., also unter ungefähr den nämlichen Umständen als früher, bewerkstelligt wurde.

Die Glasbirne wog in der Luft	385,126 engl. Gr.
- - - - destillirt. Wass.	228,76 - -
- - - - Verlust	156,37 - -

No.	Gewicht der Glasbirne im Seewasser.	Verlust derselben im Seewasser.	Spec. Gewicht des Seewassers.
1	224,45	160,68	1,0276
2	224,41	160,72	1,0278
3	224,43	160,70	1,0277
4	224,50	160,63	1,0273
5	224,50	160,63	1,0273
6	224,43	160,70	1,0277
7	224,47	160,66	1,0274
8	224,35	160,78	1,0282
9	224,44	160,69	1,0276
10	224,42	160,71	1,0277
11	224,50	160,63	1,0273
12	224,55	160,58	1,0269
13	224,61	160,52	1,0265
14	225,05	160,08	1,0237

Vergleichen wir nun die jetzt bestimmte Dichtigkeit mit der früher erwähnten, so ergibt sich:

- 1) Dafs das Meerwasser an derselben Stelle des Oceans an Dichtigkeit und also auch an Salzgehalt nicht constant ist, sondern veränderlich.
- 2) Dafs diese Variationen von der Art sind, dafs man im atlantischen Ocean keinen Unterschied in der Dichtigkeit des Wassers auf bestimmte Unterschiede der Länge und Breite annehmen darf.
- 3) Dafs die Variationen so gering sind, um von kleinen Ursachen abhängen zu können, wenigstens

im Vergleich mit der Masse Wassers, die verändert wird, und daß die Ströme süßen Wassers, welche in's Meer fließen, durch den Unterschied in Richtung und Kraft des Windes, in verschiedene Weite fortgetrieben, der Regen und der Unterschied in Temperaturen schon hinreichen, um diesen Unterschied in der Dichtigkeit hervorzurufen.

Nehmen wir das Mittel aus den 13 früheren Bestimmungen, so wird die mittlere Dichtigkeit bei der damaligen Temperatur 1,0276

Das Mittel der jetzt angegebenen 13 Bestimmungen 1,0275

V. Ueber die Kniepresse; von Professor G. Th Fechner.

Unter den verschiedenen Principien, auf welche man die Einrichtung kräftig wirkender Pressen gegründet hat, ist eins, welches zwar schon vorlängst in Anwendung gekommen ist ¹⁾, aber, trotz seiner ausgezeichneten Nutzbarkeit für gewisse Zwecke, in späteren Zeiten fast ganz vergessen worden zu seyn scheint, so daß auch im Artikel *Presse* des Gehler'schen Wörterbuchs seiner nicht gedacht ist. Indefs hat Wollaston neuerdings dasselbe bei seiner, zum Auspressen des Platinbrei's bestimmten Presse angewandt (diese Ann. Bd. XVI S. 162). Später hat der Mechanikus, Insp. Fuchs in Leipzig eine Presse auf dasselbe Princip gegründet, welche seit einigen Jahren im preussischen Staate patentirt und zu meh-

1) Wenigstens soll sich in einem, im J. 1588 in Paris erschienenen Werke: *le biverse ed artificiose Machine etc.*, die Beschreibung einer nach demselben construirten Maschine von Hamelli finden.

ren Anwendungen schon sehr verbreitet ist. (Sie unterscheidet sich von der Wollaston'schen horizontalen Presse wesentlich nur durch ihre verticale Lage.); und so eben finde ich im polytechn. Centralbl. 1836, No. 68, eine gleichfalls mit Anwendung desselben Princip construirte Presse von Stüdds, Barker, Adkins u. Comp. in Rouen beschrieben, welche jedoch etwas zusammengesetzterer Natur ist. Eine nähere Betrachtung der Wirkungen dieses Princip, welche bisher meines Wissens noch nicht stattgefunden hat, dürfte nicht ohne Interesse seyn, da theils dasselbe Princip auch bei einer Einrichtung der menschlichen Gliedmaßen in's Spiel tritt (durch deren Betrachtung in der That Hr. Fuchs, ohne Kenntniß von den früheren Einrichtungen gehabt zu haben, zur Erfindung der seinigen geleitet wurde), theils eine nach demselben construirte einfache Presse ein sehr geeignetes Instrument zur anschaulichen Erläuterung der Zerlegung der Kräfte bei physikalischen Vorträgen abgeben kann; theils endlich die practische Anwendbarkeit dieses Princip sich schon durch mehrfache Benutzung im Großen und Kleinen auf das Beste bewährt hat. Ich werde diese Betrachtungen zunächst an die Fuchs'sche Presse knüpfen, welcher man wohl am füglichsten den Namen *Kniepresse* geben kann.

Bekanntlich vermag man beim Ausstrecken des Knie's eine sehr große Kraft zu äußern. Man braucht sich nur, auf einem Stuhle oder einer Bank sitzend, mit dem Rücken gegen eine Wand zu lehnen, und mit etwas gebogenem Knie den Fuß gegen einen vorn befindlichen Widerstand zu stemmen, so wird man beim Versuch, das Knie auszustrecken, eine sehr starke Kraftleistung zu äußern im Stande seyn. Ganz ähnlich wirkt die Kniepresse, die in ihrer Anwendung zur Siegelpresse in Fig. 9 Taf. I vorgestellt ist, während Fig. 10 Taf. I zur Erläuterung ihres Princip dient. In beiden Figuren sind

die sich entsprechenden Theile mit gleichen Buchstaben bezeichnet.

ACB ist eine feste Stange, welche bei A einen Drehpunkt hat. An dieser Stange ist bei C eine zweite Stange CD eingelenkt, und an letztere ist bei D der verticale Pressstempel DE abermals eingelenkt. Der Punkt A liegt in derselben Verticale als D , und es ist die Einrichtung getroffen, daß der Pressstempel bloß einer verticalen Bewegung fähig ist, indem er in den Rahmen oder Schlitten FG befestigt ist, der sich längs der Säulen des Gestells auf- und abschiebt. In dieser Presse stellt AC den Oberschenkel, CD den Unterschenkel, C das Knie, DE den Fuß und die am Ende B des Hebelarms BA wirkende Kraft die Muskelkraft (die allerdings beim menschlichen Knie etwas anders angebracht ist) vor. Bei einem Druck auf das Ende B streckt sich das Knie C , der Fuß DE steigt herab und tritt mit großer Kraft auf die zu pressende Unterlage.

Die Wirkung dieser Presse erklärt sich folgendermaßen. Abstrahiren wir von der Verlängerung des Oberschenkels CB und nehmen die Kraft in C selbst, senkrecht auf AC , an, was darauf zurückkommt, daß wir die Vervielfältigung des Drucks, welche das mitwirkende Hebelprincip hervorbringt, bei Seite lassen, um bloß den Druck zu betrachten, welcher durch das Strecken des Knie's an sich hervorgebracht wird. Stellen wir die Größe der in C wirkenden Kraft durch Cm vor, und zerlegen dieselbe nach den Richtungen CA , CD , so erhalten wir für die beiden Seitenkräfte respectiv die Größen Cq , Cp , deren jede, wenn der Winkel DCA nur noch wenig von 2 Rechten abweicht, beträchtlich größer als Cm ausfallen wird. Die, in die Richtung CD fallende Seitenkraft Cp zerlegt sich nun bei D abermals in die längs DE wirkende Vertikalkraft Cr , welche den nützlichen Effect gegen die Unterlage äußert,

und in die Horizontalkraft rp , welche einen Druck gegen das Gestell bewirkt. Cr ist nur wenig kleiner als Cp , wenn sich der Winkel DCA 2 Rechten nähert.

Aus dieser Construction geht hervor, dafs der nützliche Druck in dem Maafse, als sich das Knie streckt, mithin der Winkel ACD gröfser oder sein Supplement DCB kleiner wird, immer mehr zunimmt; und zwar geht diese Zunahme bis in's Unbestimmte. Deutlicher wird diefs durch folgende Darstellung erhalten.

Die in C senkrecht auf AC wirkende, durch Cm vorgestellte, Kraft sey $=P$; die Länge des Oberschenkels $AC=a$, die des Unterschenkels $CO=b$, der Abstand $AD=c$, der Winkel $DCB=\alpha$, endlich der Winkel $CDA=\gamma$. Es kommt darauf an, den, in der Richtung DE wirkenden, durch Cr vorgestellten, Nutzeffect K als Function von P, a, b, α auszudrücken.

Nun ist:

$$Cr=K=Cp \cos \gamma \dots\dots\dots (1)$$

$$Cp=\frac{P}{\sin \alpha} \dots\dots\dots (2)$$

$$\sin \gamma=\frac{a \sin \alpha}{c} \dots\dots\dots (3)$$

$$c^2=a^2+b^2+2ab \cos \alpha \dots\dots\dots (4)$$

Aus der Combination dieser Gleichung findet sich:

$$\begin{aligned} K &= \frac{P \cos \gamma}{\sin \alpha} = P \sqrt{\frac{1}{\sin^2 \alpha} - \frac{a^2}{c^2}} \\ &= \frac{P}{\sin \alpha} \frac{(b+a \cos \alpha)}{\sqrt{b^2+a^2+2ab \cos \alpha}} \dots\dots (5) \end{aligned}$$

Es kann nützlich seyn, den Krafteffect K statt der Function des Winkels α vielmehr als Function der verticalen Erhebung des Pressstempels über seinen tiefsten Stand, welche gleich $a+b-c$ ist, auszudrücken. Setzen wir diese Erhebung $=h$ und die ganze Höhe der Presse $a+b=H$, so finden wir:

$$K=2abP\sqrt{\frac{1}{(2H-h)(2a-h)(2b-h)}}=\frac{1}{4b^2(H-h)^2} \quad (6)$$

oder, wenn h sehr klein wird:

$$K=P\sqrt{\frac{ba}{2hH}} \dots\dots\dots (7)$$

Bestimmen wir jetzt auch die übrigen Drucke. Es sey:
K' der auf *DE* senkrechte Druck *pr*, welcher sich
 nach vorne gegen die Säulen des Gestells äufsert.
L die nach *CA* wirkende Seitenkraft *Cq*.
M ihr vertical aufwärts wirkender Theil.
M' ihr horizontal gegen die Säulen des Gestells wirkender Theil.

Durch einfache Zerlegung der Kräfte ergibt sich:

$$K=\frac{P \sin \gamma}{\sin \alpha}=\frac{Pa}{c}=\frac{Pa}{\sqrt{a^2+b^2+2ab \cos \alpha}} \dots\dots (8)$$

$$L=P \cot \alpha \dots\dots\dots (9)$$

$$M=P \cot \alpha \frac{(a+b \cos \alpha)}{\sqrt{a^2+b^2+2ab \cos \alpha}} \dots\dots\dots (10)$$

$$M'=\frac{Pb}{c} \cos \alpha=\frac{Pb \cos \alpha}{\sqrt{a^2+b^2+2ab \cos \alpha}} \dots\dots\dots (11)$$

Zum Anhalt für einige nachher zu ziehende allgemeine Folgerungen mag hier eine Tabelle folgen, in welcher für verschiedene Streckungen des Knie's, d. h. verschiedene Werthe des Winkels α und verschiedene Verhältnisse der Längen des Ober- und Unterschenkels gegen einander die zugehörige Kraftvervielfältigung $m=\frac{K}{P}$ und die zugehörige Hebung der Presse, in Thei-

len ihrer ganzen Höhe ausgedrückt, $h'=\frac{h}{H}$, berechnet ist, und zwar habe ich hiebei die Fälle gewählt, wo $b=6a$, nach welchem Verhältnisse eine, im hiesigen physikalischen Cabinet befindliche, gröfsere Presse dieser Art construirt ist, ferner wo $a=b$, weil dies einen Maximumwerth giebt, endlich wo a gegen b und wo b

gegen a verschwindet, um hiedurch Gränzwerthe zu erhalten. In beiden letzten Fällen ist h' stets Null, daher nicht mit aufgezichnet.

α	$b=6a$		$b=a$		$a=0$	$b=0$
	m	h'	m	h'	m	m
90°	0.9861	0.1310	0.7071	0.2930	1.0000	0
80	1.0027	0.1069	0.7779	0.2340	1.0154	0.1763
70	1.0528	0.08411	0.8717	0.1809	1.0711	0.3640
60	1.1446	0.06323	1.0000	0.1340	1.1547	0.5774
50	1.2968	0.04733	1.1831	0.09369	1.3054	0.8391
40	1.5487	0.02909	1.4619	0.06031	1.5557	1.1912
30	1.9947	0.01562	1.9318	0.03407	2.000	1.7320
20	2.9193	0.00741	2.8794	0.01519	2.9238	2.7475
10	5.7570	0.00186	5.737	0.00381	5.7588	5.6713
5	11.473	0.000468	11.463	0.000942	11.474	11.430
2½	22.925	0.000116	22.920	0.000238	22.926	22.904
2	28.653	0.0000770	28.649	0.000153	28.654	28.636
1	57.298	0.0000186	57.297	0.0000378	57.298	57.290
½	114.593	0.0000043	114.592	0.0000095	114.593	114.589
0	∞	0	∞	∞	∞	∞

Die Hauptfolgerungen aus Vorstehendem in Betreff der Wirkung und vortheilhaftesten Einrichtung der Presse sind folgende:

1) Unter den Richtungen, in welchen man die Kraft auf den Oberschenkel wirken lassen kann, ist die, bei Aufsuchung der Formeln zu Grunde gelegte senkrechte wirklich die vortheilhafteste. Bei jeder schiefen Anbringung der Kraft würde, wie man leicht durch Zurückgehen auf die zur Ableitung der Formel gebrauchte Construction findet, der nützliche Druck sich nach Verhältniß des Sinus des Neigungswinkels der Kraft gegen den Oberschenkel mindern.

2) Welches Verhältniß auch beide Schenkel a und b zu einander haben mögen, so wird, wenn die Streckung des Knie's etwas bedeutend wird, der nützliche Druck merklich genau gefunden, wenn man die angebrachte Kraft mit der Cosecante des Streckungswinkels α multiplicirt, oder mit dem Sinus dieses Winkels dividirt. Macht man den Oberschenkel a sehr klein gegen

den Unterschenkel b , so wird diese Regel merklich genau werden für jede, auch eine grössere Streckung des Knie's, machte man umgekehrt den Unterschenkel b sehr klein gegen den Oberschenkel a , was aber nie vortheilhaft seyn kann, so fände man den nützlichen Druck für jede Streckung des Knie's gleich dem Product der angebrachten Kraft in die Cotangente des Streckungswinkels. Da man nun die Presse stets nur bei starker Streckung des Knie's benutzen, und überdieß, wie das Folgende lehrt, es immer vortheilhaft finden wird, den Schenkel a kleiner oder wenigstens nicht größer als b zu machen, so kann die erste Regel bei der Anwendung der Presse im Allgemeinen als eine genügende Annäherung dienen, und man wird selbst bei den stärkeren Streckungen auf keine sehr in Betracht kommende Weise fehlen, wenn man den nützlichen Druck dem Streckungswinkel α selbst umgekehrt proportional setzt.

3) Da sich im Act der Thätigkeit dieser Presse das Knie immer mehr streckt, in dem Maasse, als die Unterlage zusammengedrückt wird, so wächst die Kraft der Presse während ihrer Wirkung immer mehr. So lange der Streckwinkel α noch einigermaßen beträchtlich ist, leistet das Princip der Kniepresse keinen großen Nutzen, und der Effect der Presse hängt dann hauptsächlich von dem Verhältniß des Hebelarms BA zu BC und den, etwa sonst noch am Ende des Hebels B wirkenden mechanischen Potenzen ab. Mit der, bei der Wirkung von selbst eintretenden, Streckung des Knie's wächst aber der Druck in's Unbestimmte.

4) Dessen ungeachtet kann der durch diese Presse zu erreichende Effect eine gegebene Gränze nicht überschreiten, selbst abgesehen von dem Gleichgewichtszustande, den die mit der Zusammendrückung zunehmende Elasticität der Unterlage vor dem Zerbrechen oder der gänzlichen Abplattung derselben etwa herbeiführen kann. In dem Maasse nämlich, als sich das Knie streckt, rückt

der Pressstempel tiefer herab, und der Raum, der ihm noch bis zu seinem tiefsten Stande zu durchlaufen bleibt, wird kleiner. Dieser Raum ($h = a + b - c$), welchen ich die *Hebung der Presse* nenne, bestimmt die Gröfse des überhaupt *möglichen* Zusammendrucks, welcher durch irgend eine an der Presse angebrachte Kraft bei der, dieser Hebung zugehörigen, Streckung des Knie's noch geleistet werden kann; denn wenn der Stempel die Unterlage um die Hebungsgröfse h zusammengedrückt hat, kann er nicht tiefer herabrücken. Für einen verschwindenden Winkel α ist allerdings die Kraftverstärkung unendlich, aber zugleich die Hebung Null, mithin auch die mit dieser unendlichen Kraft zu bewirkende Zusammenrückung Null. Die Presse hört also hier auf einen nützlichen Effect zu äufsern. Im Allgemeinen folgt aus Vorstehendem, dafs die Presse um so gröfserer Leistungen fähig seyn wird, je gröfser ihre Hebung für eine gegebene Vervielfältigung der Kraft ist.

5) Die Hebung h steht für eine gegebene Kraftverstärkung m , bei übrigens gleichen Umständen, im Verhältnifs der Höhe der Presse ($H = a + b$), wobei die gleichgültige Höhe des Stempels DE mit eingerechnet ist. Eine grofse Höhe der Presse ist in sofern vortheilhaft.

6) Was das Verhältnifs beider Schenkel zu einander anlangt, so findet man, dafs die *Kraftverstärkung* sich in keinem sehr beträchtlichen Grade für eine gegebene Streckung mit Aenderung des Verhältnisses der Schenkel ändert. Man findet ein Maximum, wenn der Oberschenkel verschwindend klein gegen den Unterschenkel ist, ein Minimum im umgekehrten Falle; aber jenes Maximum verhält sich zu diesem Minimum wie $1 : \cos \alpha$; und wenn daher der Winkel α klein wird, und beide Schenkel überdies ein endliches Verhältnifs zu einander haben, wie es beim Gebrauch der Presse stets der Fall ist, so wird die Aenderung in der Kraftverstärkung m durch Abänderungen im Längenverhältnifs

der Schenkel bei gegebenem Winkel α nie sehr bedeutend werden können, wie auch ein Blick auf die Tabelle zeigt. Dagegen ändert sich sehr beträchtlich die Gröfse der *Hebung* für eine gegebene *Streckung* des Knie's mit Aenderung des Verhältnisses $a : b$, und wird ein Maximum, wenn $a=b$ (wie man aus der Formel (4) durch Differenzirung von c bei constant gesetztem Winkel α finden kann), verschwindet dagegen, wenn a gegen b oder umgekehrt b gegen a verschwindet ¹⁾).

Es würde daher am meisten Vorthail gewähren, Oberschenkel und Unterschenkel an Länge gleich zu machen, wenn nicht bei Zuziehung der Hebelwirkung hiedurch ein ungünstigeres Verhältnifs der Hebelarme $CA : BA$ entstände, als wenn man a kleiner als b macht, daher es allerdings im Allgemeinen vortheilhaft seyn wird, den Oberschenkel gegen den Unterschenkel zu verkürzen, um dem Hebel eine kräftigere Wirkung zu geben. Uebrigens wird, für $a=b$, sowohl K als h durch eine sehr einfache Formel bestimmt, nämlich:

$$K = \frac{P}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} ; h = 2H \sin^2 \frac{\alpha}{4}$$

6) Selbst bei dem günstigsten Verhältnifs von $a : b$, der Gleichheit nämlich, beginnt doch in der einfachen Kniepresse die grofse Verstärkung des Drucks erst dann,

- 1) Streng genommen kann es allerdings nicht ein für alle *Hebungen* gleich vortheilhaftestes Verhältnifs von $a : b$ geben; denn, sucht man direct aus der Formel 6, bei welchem Verhältnifs von $a : b$ das Maximum von K eintritt, indem man $a=xH$, $b=(1-x)H$ setzt, dann K in Bezug auf x differenzirt und das Differenzial von $K=0$ setzt, so findet man, dafs in die hiedurch entstehende Gleichung sechsten Grades, wodurch x bestimmt wird, auch h selbst mit eingeht. Vernachlässigt man indefs in dieser Gleichung h gegen H , so ergibt sich der Werth $x=\frac{1}{2}$, welcher kürzer aus der Formel (7) gefunden wird. So nach nähert sich das Verhältnifs $a=b$ um so mehr dem vortheilhaftesten, je kleiner die Hebung wird.

wenn das Knie schon ziemlich gestreckt und die Hebung sehr klein geworden ist, und die Hebung nimmt schneller ab, als die Kraft zunimmt (bei kleinen Hebungen im quadratischen Verhältniß), wovon man sich durch einen Blick auf die Tabelle überzeugen kann.

So gehören bei einer mannshohen (6 Fufs hohen) Presse für Gleichheit des Ober- und Unterschenkels folgende Werthe zusammen:

Streckung <i>a.</i>	Vervielfältigung der Kraft <i>m.</i>	Hebung <i>h.</i>
60°	1,000	10,058 Zoll
30	1,932	2,453 -
10	5,737	3,288 Lin.
5	11,473	0,814 -
2½	28,653	0,206 -
1	57,298	0,033 -

Hieraus erhellt, daß mittelst der einfachen, durch keine anderweiten mechanischen Hilfsmittel unterstützten, Kniepresse ein Körper bloß um eine kleine Dicke kräftig zusammengepresst werden kann. Die Kniepresse wird daher ihren hauptsächlichsten Nutzen da leisten, wo es gilt, Körper um eine kleine Dicke sehr stark zusammenzupressen, und in diesem Bezuge scheint sie (mit einem der Höhe der Presse ungefähr gleichen Hebelarme *BA*) zu Siegelpressen vor jeder andern den Vorzug zu verdienen, ist auch schon in dieser Anwendung ziemlich verbreitet und beliebt. Indefs auch da, wo es gilt, um größere Dicken zusammenzupressen, wird das Princip der Kniepresse vortheilhaft mit andern mechanischen Potenzen in Verbindung gebracht werden können, um den letzten Zusammendruck, wo die Körper am meisten widerstehen, mit der größten Kraft zu bewerkstelligen. In dieser Hinsicht hat sich diese Presse als Oelpresse ausnehmend vortheilhaft bewährt, scheint auch zum Zerquetschen der Runkelrüben gute Dienste zu leisten. Die

Einrichtung, welche der Erfinder zur Anwendung als Oelpresse getroffen hat, ist die, daß der Hebel AB durch eine am Ende B angebrachte gezähnte Stange mittelst einer Winde in Bewegung gesetzt wird. In andern Fällen kann die Bewegung durch eine Schraube geschehen, deren Mutter im Ende B des Hebels enthalten ist, und deren Kopf durch ein Loch im unteren Theile des Unterschenkels lose hindurchgeht, u. s. f.

7) Da in dieser Presse aufser dem abwärts gerichteten nützlichen Druck auch noch ein Druck aufwärts, so wie Seitendrucke in horizontaler Richtung stattfinden, welche sich alle gegen das Gestelle äufsern, und durch die Formeln 8 bis 11 bestimmt werden, so geht hieraus das Erfodernifs hervor, dem Gestelle eine grofse Festigkeit zu verleihen. Namentlich wird der vertical aufwärts gerichtete Druck M bei ziemlich gestrecktem Knie dem nützlichen Druck K merklich gleich, steht nämlich dann zu ihm im Verhältnifs von $\cos \alpha : r$, wo $\cos \alpha$ selbst nahe 1 ist.

Kleine, als Siegelpressen und zu Collegienversuchen besonders geeignete, Pressen von der in der Figur vorgestellten Einrichtung, von circa $2\frac{1}{2}$ rheinl. Duod. Zoll Länge des Oberschenkels, 8 Zoll Länge des Unterschenkels, und einer Hebellänge BA gleich der Summe beider Schenkellängen werden von Hrn. Fuchs zu Preisen zwischen 3 und 5 Rthl. geliefert. Ein kräftiger Mann vermag mittelst einer Presse von diesen Dimensionen durch den blofsen Druck der Hände eine Bleikugel von 5,6 Lin. Durchmesser zu einer Scheibe von 0,625 Lin. zusammenzupressen.

VI. Theorie der Farben dünner Blättchen ¹⁾.

- 1) Wenn ein Wellenzug auf zwei Glasplatten fällt, die durch einen schmalen Zwischenraum getrennt sind, so wird ein Theil des Lichts an der Unterfläche des oberen Glases und ein Theil an der oberen Fläche des unteren Glases reflectirt. Beide Theile interferiren. Es soll nun die Intensität der Mischung gefunden werden.

Es sey AB (Fig. 11 Taf. I) der Weg einer Lichtportion, welche in die Richtung BC gebrochen und bei C zum Theil nach der Richtung CD zurückgeworfen wird, während ein anderer Theil bei C gebrochen wird, bei E auf die untere Platte fällt, daselbst theilweise nach F reflectirt und dort wieder theilweise nach FG , parallel mit CD gebrochen wird. Man ziehe FD senkrecht auf CD . Dann wird der Weg, welchen eine Welle bei ihrem Vorrücken von C nach D beschrieben hat, gemessen durch den aequivalenten (in derselben Zeit zurückgelegten) Weg im Vacuo, gleich $\mu \cdot CD$ seyn, während der Weg, welchen die andere bei ihrem Gange von C nach F (wo ihre Vorderseite dieselbe Lage hat wie die Vorderseite der, welche D erreichte) beschrieb, $CE + EF$. Der Ueberschufs des letzteren über den ersteren ist:

$$CE + EF - \mu \cdot CD.$$

Be-

- 1) Entnommen aus Airy's Darstellung der Undulationstheorie, in dessen *Mathematical Tracts* (2 edit) p. 301. — Die Theorie der Farben dünner Blättchen ist zwar schon von Young und von Fresnel (Ann. Bd. XII S. 197 und 599) gegeben, indess nur in allgemeinen Zügen. Es schien daher eine etwas ausführlichere Entwicklung derselben kein unpassender Gegenstand für diese Annalen, um so mehr, als wohl nicht Jedermann sich klar gemacht haben dürfte, warum gerade nur *dünne* Blättchen Farben zeigen.

P.

Bezeichne D den Abstand der Platten, β den Einfallswinkel bei B , und γ den Brechungswinkel, so ist:

$$CE + EF = \frac{2D}{\cos \beta},$$

ferner:

$$CD = FC \cdot \sin \gamma = 2D \tan \beta \cdot \sin \gamma$$

$$\mu \sin \gamma = \sin \beta,$$

folglich der erwähnte Ueberschuß:

$$= \frac{2D}{\cos \beta} - \frac{2D \sin^2 \beta}{\cos \beta} = 2D \cos \beta.$$

Sey nun die Oscillationsamplitude des von C reflectirten Lichts:

$$A \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\nu t - x),$$

wo der Abstand x durch den aequivalenten Weg in Luft gemessen ist, so wird die Amplitude der von E reflectirten Welle ausgedrückt seyn durch:

$$B \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\nu t - x - 2D \cos \beta),$$

und die Intensität des Lichts, in welchem die Verschiebung eines Theilchens durch die Summe dieser Größen ausgedrückt ist, wird die gesammte Intensität seyn. Dabei muß man sich erinnern, daß wir berechtigt sind, die Vorzeichen von A und B entgegengesetzt anzunehmen.

Wir haben hier die Betrachtung überschlagen, daß ein Theil des Lichts, welches von F nach H reflectirt ist, wiederum bei H theilweis reflectirt und bei K theilweis gebrochen wird, und die übrigen Theile auch successiv reflectirt werden. Klar ist, daß (wenn man V für $2D \cos \beta$ setzt) der bei K gebrochene Theil um $2V$ verzögert wird, der an dem nächsten Punkt um $3V$ und so fort. Gesetzt nun es sey, wenn Licht aus Glas in Luft übergeht,

die einfallende Schwingung: $a \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x)$

die zurückgeworfene - $b a \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x)$

die gebrochene - $c a \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x)$

und ferner sey für den Uebergang des Lichts aus Luft in Glas der Coëfficient der zurückgeworfenen Schwingung mit e , und der der gebrochenen Schwingung mit f multiplicirt. Wenn dann der Coëfficient des in Richtung BC gehenden Lichts a ist, so wird der des bei C zurückgeworfenen Lichts ab seyn, der des bei F gebrochenen $acef$, der des bei K gebrochenen ace^3f und so fort. Auf diese Weise wird die gesammte Schwingung:

$$\begin{aligned}
 & ab \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x) + acef \left\{ \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x - V) \right. \\
 & \quad \left. + e^2 \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x - 2V) + e^4 \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x - 3V) + \dots \right\} \\
 & = a \left\{ b \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x) + cef \cdot \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x - 2V) - e^2 \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x)}{1 - 2e^2 \cos \frac{2\pi}{\lambda}V + e^4} \right\}
 \end{aligned}$$

Nun mögen die Schwingungen in oder senkrecht auf der Einfallsebene geschehen ¹⁾, so ist immer:

$$e = -b \text{ und } cf = 1 - e^2 \dots 2).$$

Gebraucht man diese Gleichungen zur Vereinfachung des obigen Ausdrucks, und löst ihn auf in die Formel:

$$F \sin \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x) + G \cos \frac{2\pi}{\lambda}(\nu t - x),$$

1) Wenn beide Arten von Schwingungen da sind (wie man annehmen kann im gewöhnlichen Licht. P), so muß man die Helligkeit für jede berechnen und die Summe beider nehmen.

2) Diese Folgerungen ergeben sich aus den von Fresnel für die Intensität des zurückgeworfenen und gebrochenen Lichts aufgestellten Formeln (Ann. Bd. XXII S. 90).

wo $F^2 + G^2$ die Intensität bezeichnet, so findet man für die Helligkeit des reflectirten Lichts:

$$\frac{4ae^2 \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} V}{1 - 2e^2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} + e^4} \text{ od. } \frac{4a^2 e^2 \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} D \cos \beta}{(1 - e^2)^2 + 4e^2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} D \cos \beta} \quad (1)$$

Wir haben angenommen, es befinde sich zwischen den Glas- oder Glimmerplatten eine dünne Schicht Luft oder leeren Raums; allein es ist klar, daß die Untersuchung in jeder Hinsicht gültig bleibt, wenn auch eine dünne Schicht Flüssigkeit, wie z. B. eine Seifenblase, auf beiden Seiten von Luft umgeben ist. Untersuchen wir jetzt die einzelnen Fälle.

1) Wenn $D=0$, so ist die Intensität $=0$, was auch der Werth von λ sey. Wenn also Glasplatten genau oder sehr nahe genau in Berührung stehen, oder wenn eine Seifenblase ihren dünnsten Zustand erreicht hat, findet keine Reflexion statt, der obere Theil erscheint vollkommen schwarz.

2) Die Intensität ist auch $=0$, wenn $D \cos \beta = \frac{1}{2} \lambda$, $=\lambda$, $=\frac{3}{2} \lambda$ u. s. w. Wenn aber Lichter von verschiedenen Farben mit einander gemischt sind, ist es unmöglich sie alle durch denselben Werth von D verschwinden zu machen, und daher wird kein Werth von D vollkommene Dunkelheit geben.

3) Ist $D \cos \beta = \frac{1}{4} \lambda$, und nimmt man den Werth von λ , welcher den mittleren Strahlen des Spectrums (den grüngelben) entspricht, so wird die Helligkeit der verschiedenen Strahlen fast in demselben Verhältniß stehen, wie im einfallenden Licht, oder das reflectirte Licht wird beinahe weiß seyn. Diefes wird aber nicht mehr der Fall seyn bei Vergrößerung des Werthes von D , oder das reflectirte Licht wird farbig seyn, bis D so groß geworden, daß $\frac{4 D \cos \beta}{\lambda}$ für eine große Anzahl

verschiedener Lichtarten, die sehr kleinen Unterschieden von λ entsprechen, die Werthe von successiven ungeraden Zahlen erhalten hat ¹⁾).

- 2) Unter den vorherigen Umständen die Intensität des in die zweite Platte gebrochenen Lichts zu finden.

Leicht ersichtlich ist, dafs der Coëfficient der bei *E* gebrochenen Schwingung *acf* ist, der der bei *H* gebrochenen: *ace*²*f*, und so fort. Auch ist die bei *H* eintretende Welle gegen die bei *E* eingetretenen um dieselbe Gröfse *V* zurück wie zuvor. Folglich wird die Summe der Schwingungen:

- 1) In diesem einfachen Satze liegt der Schlüssel zu der Thatsache, dafs Dünnhcit der Blättchen eine nothwendige Bedingung zum Auftreten ihrer Färbung ist, — dafs überhaupt zur *Sichtbarkeit* einer jeden Interferenz-Erscheinung im *weißen* oder *heterogenen* Licht allemal ein *kleiner* Gangunterschied zwischen den interferirenden Strahlen erfordert wird. Die Interferenz findet immer statt, wie grofs auch der Gangunterschied seyn mag, aber *sichtbar* wird sie bei weißem Licht unter den gewöhnlichen Umständen nur dann, wenn der Gangunterschied ein kleiner ist. Diese Wahrheit ist, wie so viele andere in der Optik, zwar schon von Fresnel ausgesprochen worden, aber wir glauben sie hier nochmals wiederholen zu müssen, weil es scheint, dafs sie nicht überall gehörig eingesehen werden. — Einen experimentellen Beweis von ihr giebt der schöne Versuch des Hrn. Baron v. Wrede, die prismatische Zerlegung des von einem Glimmerblatt reflectirten Lichts (Ann. Bd. XXXIII S. 366), wo man, wenn auch das Glimmerblatt ganz farbloses Licht zurückwirft, durch die zahllosen Streifen im Spectrum, die in diesem Lichte stattfindenden Interferenzen aus einander gelegt sieht. Bei Anstellung dieses Versuchs im Sonnenlichte giebt er zugleich, durch die gleichen Abstände der Streifen, einen experimentellen Beweis, dafs die Wellenlänge sich durch das Spectrum hin ganz stetig verändert, und homogene Farben gar nicht existiren.

P.

$$acf \left\{ \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt-x) + e^2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (ct-x-V) + \dots \right\}$$

$$= acf \cdot \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt-x) - e^2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt-x+V)}{1 - 2e^2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} V + e^4}$$

Nach Umformung dieses Ausdrucks, wie den vorigen (I), findet man die Intensität des gebrochenen Lichts:

$$\frac{a^2 (1 - e^2)^2}{(1 - e^2)^2 + 4e^2 \sin^2 \frac{\pi V}{\lambda}} \dots \dots \dots (II)$$

Die verhältnißmäßigen Variationen dieses Ausdrucks sind viel kleiner, als die von (I), denn sein größter Werth ist a^2 , und sein kleinster $\frac{a^2 (1 - e^2)^2}{(1 + e^2)^2}$. Die absoluten Variationen sind jedoch immer genau dieselben, und in der That ist die Summe der beiden Ausdrücke immer gleich a^2 , d. h.

$$\frac{4a^2 e^2 \sin^2 \frac{\pi V}{\lambda}}{(1 - e^2)^2 + 4e^2 \sin^2 \frac{\pi V}{\lambda}} + \frac{a^2 (1 - e^2)^2}{(1 - e^2)^2 + 4e^2 \sin^2 \frac{\pi V}{\lambda}} = a^2,$$

oder die eine Intensität ist immer complementar zu der andern.

Diese Relation erspart uns die Nothwendigkeit, jeden besonderen Fall des Werthes von D zu untersuchen. Wenn für irgend einen Werth von D der Ausdruck (I) im Maximum ist für irgend eine Farbe, so ist der Ausdruck (II) im Minimum für dieselbe Farbe. Giebt z. B. für einen besonderen Werth von D der Ausdruck (I) das Roth im Maximum der Intensität, das Gelb schwächer, das Grün von mittlerer Intensität, das Blau schwächer, und vom Violett nichts (welche Mischung zusammen ein reiches Gelb geben würde), so würde der Ausdruck (II) geben: das Roth im Minimo der Intensität, das Gelb etwas stärker, das Grün von

mittlerer Intensität, das Blau stärker, und das Violett im Maximo der Intensität (und die Mischung des Ganzen wäre ein grünliches Blau, verdünnt durch viel Weiß). — Zu bemerken ist, daß beim durchgelassenen Licht die Farben niemals so lebhaft seyn können, als beim zurückgeworfenen Licht, weil keine der Farben jemals ganz verschwindet, da keine Werthe von D und λ den Ausdruck (II) Null machen können.

- 3) Zwei beinahe oder ganz rechtwinkliche Glasprismen (Fig. 12 Taf. I) werden mit ihren Hypotenusenflächen fast in Contact gebracht. Es falle Licht ein, in solcher Weise, daß der Winkel der inneren Incidenz an der Hypotenusenfläche beinahe gleich ist dem Winkel der totalen Reflexion. Ein Theil des Lichts wird durch das erste Prisma zurückgeworfen, ein Theil durch das zweite gebrochen. Es sollen nun die Ausdrücke für die Intensitäten gefunden werden.

Die Untersuchungen und die Resultate sind genau dieselben, wie bei den beiden vorhergehenden Aufgaben; allein dennoch erfordert dieser Fall aus folgendem Grunde eine besondere Betrachtung. Hier ist nämlich nicht die Schwierigkeit, welche bei jenen Fällen stattfand, den Einfallswinkel dem Winkel der totalen Reflexion beliebig nahe zu bringen, folglich auch keine Schwierigkeit den Winkel β (den Winkel der Brechung aus dem ersten Prisma in das zweite) dem Werthe 90° zu nähern, oder $\cos \beta$ so klein zu machen wie man will, folglich kann $D \cos \beta$ außerordentlich klein gemacht werden, ohne D sehr klein zu machen.

Wenn nun $D \cos \beta$ in den beiden vorhergehenden Aufgaben *mäßig* klein ist, z. B. 0,001 Zoll, so finden wir vielleicht vom Roth zum Violett gegen zwanzig verschiedene Farben von nahe gleicher Abstufung, von welchen jede vermöge des Unterschiedes in ihrem Werthe von λ :

$$\sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} D \cos \beta = 1$$

machen würde, und zwischen diesen Farben würde der

Ausdruck alle seine Werthveränderungen erlangen. Das resultirende Licht würde man daher erhalten, wenn man Portionen von allen Farbenntüancen nähme und sie in demselben Verhältnifs wie im weissen Lichte mit einander mischte; es würde daher beinahe weifs seyn. Wenn aber $D \cos \beta$ *aufserordentlich* klein ist (z. B. kleiner als jeder Werth von λ oder nicht viele Male gröfser), so giebt es vielleicht nicht eine Farbe, oder nicht mehr als eine oder zwei, für welche

$$\sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} D \cos \beta = 1,$$

und daher wird ein Ueberschufs von einigen Farben vorhanden und das Licht stark gefärbt seyn.

Es giebt auch noch einen anderen Grund. Durch eine kleine Veränderung des Einfallswinkels entsteht eine kleine Veränderung von γ , und da:

$$\frac{d\beta}{d\gamma} = \frac{\tan \beta}{\tan \gamma},$$

so bewirkt diess eine grofse Veränderung in β (da β nahe $= 90^\circ$). Die Veränderung von $D \cos \beta$ ist also ebenfalls stark. Fällt daher Wolkenlicht in verschiedenen Richtungen auf das System beider Prismen, oder läfst man die Summe des Lichts (durch eine Linse) in verschiedenen Richtungen auf dasselbe fallen, so wird beides, das reflectirte und durchgelassene Licht, Fransen auf einem Schirm bilden. Da die Lage und Breite dieser Fransen verschieden ist für jede verschiedene Farbe, so bildet die Mischung eine sehr glänzende Reihe farbigter Zonen, in welcher die Folge der verschiedenen Farben abweicht von der fast eines jeden anderen Interferenzphänomens. Eben so gut gewahrt man die Erscheinung, wenn man das System beider Prismen dicht vor das Auge bringt; wenn das Licht in verschiedenen Richtungen zum Auge gelangt, erblickt man die Fransen in grofser Vollkommenheit.

Hr. Airy geht nun zur Betrachtung der Newton'-

schen Ringe über. Die Behandlung dieses Problems weicht indess so wenig von den beiden ersten der vorhergehenden ab, daß eine Andeutung derselben vollkommen genügen wird. Die Intensität des zurückgeworfenen Lichts wird auch hiebei durch den Ausdruck (I), die des durchgelassenen Lichts durch den Ausdruck (II) gegeben. Nur ist hier:

$$V = C^2 \cdot \cos \beta \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right),$$

wo r und r' die Radien der beiden sich berührenden Linsenflächen, und C die Sehne des Bogens vom Berührungspunkt der Linsen bis zu dem in Betracht gezogenen Punkt. Bezeichnet man die Größe $\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right)$

kurz durch ϱ , so hat man folgende Hauptresultate:

1) das reflectirte Licht Null, wo

$$C^2 = 0, \quad \frac{\lambda \sec \beta}{\varrho}, \quad = \frac{2\lambda \sec \beta}{\varrho}, \quad = \frac{3\lambda \sec \beta}{\beta} \text{ u. s. w.}$$

2) das reflectirte ein Maximum, wo

$$C^2 = \frac{\lambda \sec \beta}{2\varrho}, \quad = \frac{3\lambda \sec \beta}{2\varrho}, \quad = \frac{5\lambda \sec \beta}{2\varrho} \text{ u. s. w.}$$

3) Die Durchmesser der Ringe variiren caeteris paribus, bei Verschiedenheit der Incidenz wie $\sqrt{\sec \beta}$, bei Verschiedenheit der Linsenflächen, wie $\frac{1}{\sqrt{\varrho}}$, bei Verschiedenheit der Farbe wie $\sqrt{\lambda}$.

4) Das durchgelassene Licht ist immer complementär zu dem zurückgeworfenen.

VII. *Beobachtungen der magnetischen Abweichung, Neigung und horizontalen Intensität zu Mailand im Jahre 1836, nebst Angabe eines neuen Inclinatoriums. Aus einem Schreiben des Hrn. Kreil, Adjuncten der Sternwarte zu Mailand an Alexander v. Humboldt.*

Mailand, 18. Juni 1837.

— Der Monat October wurde größtentheils dazu verwendet, Beobachtungen über alle drei Elemente, Declination, Inclination und horizontale Intensität im Freien anzustellen. Die Declination wurde folgendermassen bestimmt:

Mittl. Zeit von Mailand.

19. März	1 ^h 35'	0"	Decl. = 18° 52' 43",6
18. Mai	0 12	0	18 55 35,0
21. Oct.	1 0	0	18 46 56,0
23. -	2 34	12	18 43 35,0
23. -	22 46	8	18 36 0,0

Die Inclinationsbestimmungen wurden mit einem Inclinatorium von Lenoir im botanischen Garten ausgeführt, und waren folgende:

23. Oct.	2 ^h	Inclin. = 63° 43",4
24. -	1	63 44 ,3
24. -	23	63 43 ,4
26. -	1	63 47 ,5
		Mittel = 63 44",65.

Für die horizontale Intensität wurden folgende Zahlen gefunden:

mit dem Mailänder Apparate

11. October, im botanischen Garten $T=1,9774$

mit dem Göttinger Apparate

15. October, in einem geräumigen Hofe $T=2,1094$

16. - - - - - $T=1,9554$

17. - - - - - $T=1,9399$

21. - im botanischen Garten $T=1,9433$

22. - - - - - $T=2,0670$

23. - - - - - $T=2,1171$

24. - - - - - $T=2,0984$

25. - - - - - $T=1,9576$

Mittel $T=2,01839$.

Die Uebereinstimmungen der Zahlen für die absolute horizontale Intensität ist keinesweges so, wie man sie wünschen könnte; allein da die Beobachtungen in freier Luft ausgeführt wurden, wo die Nadel, wenn auch in ihrem Kasten verschlossen, doch den Luftströmungen und den in dieser Jahreszeit bei uns sehr bedeutenden Temperatur- und Feuchtigkeits-Änderungen bei Tag und Nacht ausgesetzt war, so hoffe ich, daß diese Abweichungen mehr als zufällige Beobachtungsfehler anzusehen sind, und daß das Mittel nicht sehr von der Wahrheit abweichen wird.

(Hr. Kreil theilt nun seine von fünf zu fünf Tagen, täglich sechs bis zehn Mal, das ganze Jahr hindurch gemachten Beobachtungen über die Variationen der Declination und horizontalen Intensität mit, und fährt dann folgendermaßen fort:)

Um zu entscheiden, in wiefern diese von der horizontalen Nadel angezeigten Intensitätsänderungen von einer *entsprechenden Variation* der Inclination herrühren möchten, wurde zu Anfang dieses Jahres eine größere Inclinationsnadel aufgestellt, der ich folgende Einrichtung geben ließ. Die Nadel ist ein Parallelepiped, Fig. 9 Taf. II, das in der Mitte einen anpassenden und fest eingeschraubten viereckigen Ring von Messing trägt

(eigentlich ein hohles Parallelepiped, in welches die Nadel bis auf etwa eine Linie Spielraum hineinpaßt); an diesem sind auf den beiden schmalen Seiten der Nadel die Spiegel unveränderlich befestigt, wovon in der Figur einer, *ABCD*, sichtbar ist. Die Ruhepunkte sind die Spitzen *a, b, c, d*, die auf ebenen Agatlagern aufsitzen, und in einer, dem Schwerpunkte des ganzen Systems möglichst nahe gebrachten geraden Linie liegen. Die Lagen sind, von vorne gesehen, so geordnet, wie Fig. 10 Taf. II zeigt. Ehe diese Nadel definitiv aufgestellt wurde, habe ich versucht die Lage der magnetischen Axe gegen die fixen Spiegelebenen zu bestimmen, und gefunden, 1) daß diese Bestimmung einer großen Schärfe fähig ist, 2) daß die Axe nach dem Umkehren der Pole eine andere Lage annimmt, und bei nochmaligem Umkehren nicht in ihre frühere zurückkehrt. Zu diesem Zwecke wurde an das Ende der Nadel ein dritter Spiegel angesetzt, wie dieß bei den Gauß'schen Apparaten der Fall ist, und die Neigung desselben gegen die magnetische Axe auf die gewöhnliche Weise, nämlich durch Umlegen der horizontal schwingenden Nadel, gefunden. Hierauf wurde nebst der gegen Norden befindlichen Scale auch eine gegen Osten von der Nadel angebracht, und zwei Beobachter, der eine gegen Norden, der andere gegen Osten, beobachteten gleichzeitig die horizontalen Schwingungen der Nadel, um daraus die Richtungen des Spiegels gegen Norden (III) und jenes gegen Osten (I) zu erkennen; ich legte hierauf die Nadel um, und bestimmte so die Richtungen von (III) und (II); fielen diese Richtungen im ersten Falle z. B. gegen Norden auf den Theilstrich *n* der Scale, gegen Osten auf den Theilstrich *e*, so maß ich mit einem an die Stelle der Nadel gestellten Theodoliten den Winkel zwischen *n* und *e*, und da mir der Winkel zwischen (III) und der magnetischen Axe bekannt war, so ergab sich daraus der zwischen (I) oder (II) und eben dieser Axe.

Folgendes sind die Resultate, die ich aus wiederholten Experimenten erhalten habe:

	Lage der Pole	I.	II.	I. II.	N. I.	N. II.
Dec.						
19	<i>A. B</i>	89° 36' 35"	269° 17' 45"	1° 5' 40"	- 5' 50"	- 5' 40"
20	<i>A. C</i>	89 42 25	269 12 5	1 5 30	+11 32	+11 45
21	<i>A. B</i>	89 53 57	269 0 20	1 5 43	+ 6 0	+ 6 0
24	<i>A. C</i>	89 47 57	269 6 20	1 5 43		

Die zweite Colonne zeigt an, ob der Nordpol *A* auf dem Ende *B* oder *C* der Nadel war; die dritte und vierte Colonne geben den Winkel an, den die magnetische Axe mit den auf (I) und (II) senkrechten Geraden macht (eigentlich die Projection dieses Winkels auf eine Horizontalebene); sie sind von Norden gegen Osten gezählt. Die fünfte Colonne enthält den constanten Winkel zwischen beiden Spiegeln; die letzten beiden Columnen geben die Aenderung an, die in der Lage der magnetischen Axe gegen die Spiegel vorging, abgesondert aus (I) und (II) gefunden, und deren Uebereinstimmung, wie ich glaube, als Criterium der Genauigkeit angesehen werden kann. Da die Gleichung für die Inclination aufser dieser Lage der magnetischen Axe nur noch vier unbekannte Größen enthält, so ist vielleicht dieser Apparat geeignet, dieses Problem strenge zu lösen. Die schlechte Witterung verhinderte bis jetzt jeden Versuch damit im Freien.

Noch muß ich ein Resultat erwähnen, das aus unseren Beobachtungen hervorzugehen scheint, und welches, wenn es sich bestätigt, von Seite der Physiker sowohl als der Astronomen aller Aufmerksamkeit würdig ist. Es zeigt sich nämlich ein fast regelmäßiges Wachsen und Abnehmen der Schwingungsdauer, dessen Periode ein Monat ist. Im Winter und Frühling fielen

die kürzesten Schwingungsdauern mit dem Neumonde zusammen, im Sommer und Herbste fallen die längsten in die Zeit dieser Phase. Ein Blick auf die folgende Tafel, welche die Mittel aller, von 5 zu 5 Tagen beobachteten Schwingungsdauern enthält, und welchen auch die 5tägigen Mittel der Inclinationen zur besseren Einsicht der jährlichen Aenderung derselben beigelegt sind, wird das Gesagte bestätigen.

1 8 3 6.			Schwingungsdauer.	Declination.
Jan.	9 bis 13		22",09324	18° 43' 30",4
-	14 - 18		22,08241 ☉	43 34,0
-	19 - 23		22,08315	42 37,7
-	24 - 28		22,08570	42 41,0
-	29 - Febr. 2		22,08394	42 54,1
Febr.	3 - 7		22,08045	43 27,7
-	8 - 12		22,07999	44 31,4
-	13 - 17		22,07024 ☉	43 26,0
-	18 - 22		22,08904	45 20,7
-	23 - 27		22,09380	45 6,4
-	28 - März 3		22,08211	45 5,4
März	4 - 8		22,06690	44 55,1
-	9 - 13		22,06659	45 35,9
-	14 - 18		22,05180 ☉	45 57,1
-	19 - 23		22,05078	45 41,3
-	24 - 28		22,06493	47 2,9
-	29 - Apr. 2		22,05874	46 58,4
Apr.	3 - 7		22,06597	45 37,7
-	8 - 12		22,06152	44 37,2
-	13 - 17		22,05536 ☉	46 29,5
-	18 - 22		22,04626	46 20,9
-	23 - 27		22,06781	45 46,3
-	28 - Mai 2		22,08550	44 57,3
Mai	3 - 7		22,07942	44 55,9
-	8 - 12		22,07913	44 50,4
-	13 - 17		22,06638 ☉	45 0,5
-	18 - 22		22,06865	44 58,3
-	23 - 27		22,08216	45 22,4
-	28 - Juni 1		22,09033	46 6,5
Juni	2 - 6		22,05753	44 21,4
-	7 - 11		22,07032	45 4,2

1 8 3 6.				Schwingungsdauer.	Declination.
Juni	12	-	16	22",07501 (P)	18° 44' 22',8
-	17	-	21	22",07420	44 35,0
-	22	-	26	22",08850	44 17,9
-	27	-	Juli 1	22",09550	43 0,4
Juli	2	-	6	22",06131	43 7,6
-	7	-	11	22",08494	45 0,0
-	12	-	16	22",09161 (P)	43 12,6
-	17	-	21	22",11304	44 38,0
-	22	-	26	22",13548	43 5,0
-	27	-	31	22",11888	44 7,0
Aug.	1	-	5	22",11674	41 58,3
-	6	-	10	22",13186	42 1,5
-	11	-	15	22",14487 (P)	41 20,8
-	16	-	20	22",13441	31 27,0
-	21	-	25	22",10559	39 45,0
-	26	-	30	22",09113	39 33,5
-	31	-	Sept. 4	22",11226	39 3,6
Sept.	5	-	9	22",12661	41 7,4
-	10	-	14		40 14,1
-	15	-	19		39 39,1
-	20	-	24		37 10,5
-	25	-	29		37 15,4
-	30	-	Oct. 4		36 51,0
Oct.	5	-	9	22",20246	35 14,6
-	10	-	14	22",21154 (P)	35 46,6
-	15	-	19	22",23644	34 10,8
-	20	-	24	22",23621	34 41,0
-	25	-	29	22",24292	35 1,7
-	30	-	Nov. 3	22",27574	36 18,7
Nov.	4	-	8	22",23860	35 11,3
-	9	-	13	22",27264 (P)	34 25,7
-	14	-	18	22",25583	34 1,1
-	19	-	23	22",25799	34 4,1
-	24	-	28	22",24553	34 4,7
-	29	-	Dec. 3	22",23476	34 18,7
Dec.	4	-	8	22",24448	32 48,1
-	9	-	13	22",24938 (P)	33 50,8
-	14	-	18	22",27264	33 45,2
-	19	-	23	22",26023	33 36,1
-	24	-	28	22",26097	33 46,8

In Beziehung auf die meteorologischen Beobachtungen habe ich noch nicht Zeit gehabt eine Vergleichung zwischen ihnen und den magnetischen Erscheinungen anzustellen; nur eine Thatsache hat mich lebhaft überrascht: auf dem Theil des Gebäudes, in welchem sich der Beobachtungssaal mit dem Apparate befindet, steht ein Blitzableiter, dessen Leitungsdraht längs der Mauer aufserhalb dem Fenster des Saales, in einer Entfernung von etwa 7 Meter von der Nadel, in die Erde läuft. Ich ermangelte nicht fortgesetzte Beobachtungen anzustellen, so oft sich ein Gewitter nahte, und es fügte sich, dafs zwei, von ungewöhnlicher Heftigkeit ganz nahe an unserem Zenith vorüberzogen; aber ich konnte nie auch nur die kleinste Beunruhigung der Nadel durch sie wahrnehmen; sie setzte ihre kleinen Schwingungen mit derselben Regelmässigkeit fort, wie bei heiterem Himmel.

Das Nordlicht des 18. Octobers offenbarte einen gröfseren Einflufs auf die Schwingungsdauern, als auf die Inclination. Im Augenblicke des Phänomens beobachtete man die Dauer $= 22^{\circ} 4080$, und das Mittel aus den andern 11 Bestimmungen dieses Tages war $22,34139$, viel gröfser als die aller übrigen Tage desselben Monates. Die Declination wurde beobachtet um $7^h 30' = 18^{\circ} 34' 37'',3$ und um $11^h = 18^{\circ} 26' 31'',6$. Diese letzte ist die kleinste des ganzen Monates. Die gröfste magnetische Störung, die ich im ganzen Jahre beobachtete, war am 22. und 23. April. Am letzten Tage zwischen 8 und 9 Uhr Morgens entfernte sich die Nadel plötzlich um $39'$ vom geographischen Meridian, und die Dauer wuchs um fast $0'',2$. Ich las neulich in No. 182 der Zeitschrift *l'Institut*, dafs man zu dieser Zeit in 44° westl. Länge von Paris und $46^{\circ} 25'$ nördl. Breite ein Nordlicht beobachtet hatte. Auch das Erdbeben, das man hier am 20. Juli Mittags verspürte, wirkte auf die Lage der Nadel ein. An diesem Tage wurde die gröfste Declination $= 18^{\circ} 48' 25''$ um 7 Uhr Morgens, also zur Zeit des Mi-

nimums beobachtet, während die um 1 Uhr Nachmittags nur $= 18^{\circ} 46' 13'',5$ war. In den Schwingungsdauern konnten wir keinen Unterschied wahrnehmen.

VIII. *Gleichzeitige Beobachtungen der magnetischen Abweichung, Neigung und Intensität; von Hrn. Kreil, Adjuncten der Sternwarte zu Mailand. Aus einem Briefe an Alexander v. Humboldt.*

Mailand, am 9. Juli 1837.

— Ich nehme mir die Freiheit Ihnen wieder einige Resultate unserer magnetischen Beobachtungen vorzulegen. Das Verfahren hiebei und die Beobachtungszeiten sind dieselben wie im vorigen Jahre, wie Sie aus dem in den astron. Nachr. No. 328 u. f. eingerückten Briefe ersehen haben werden, aber ich glaube, daß diese Resultate größeres Vertrauen verdienen, theils wegen der besseren Einübung und genaueren Einsicht dessen, was bei den Beobachtungen Noth thut, theils wegen der sichereren Aufstellung des Apparates. Sie haben die Ergebnisse des vorigen Jahres theils bestätigt, theils zeigen sich erhebliche Verschiedenheiten, die aber, wie ich glaube, den Beobachtungen allein nicht zur Last gelegt werden können, da wenigstens für die Declination schon früher bekannt war, daß ihre Aenderungen nicht gleichmäÙig ein Jahr wie das andere vor sich gehen. In diesem Jahre hat sich darin noch keine regelmäÙige Verminderung, sondern ein wechselndes Ab- und Zunehmen gezeigt. Die Schwingungsdauern, die im vorigen Jahre vom Januar bis April abnahmen, thaten dieß heuer auch noch in den beiden letzten Monaten Mai und Juni, vielleicht in Folge der zu dieser Zeit und noch jetzt in
fort-

fortwährendem Abnehmen begriffenen Inclination. Ich muß jedoch hiebei bemerken, daß am ersten März, bei Gelegenheit der Versendung eines unserer Apparate nach Paris, die Nadel des Variationsapparates herausgenommen, an einem Faden aufgehängt und in einen neuen Kasten eingeschlossen wurde. Obschon ich die nöthige Vorsicht anwandte, daß sie mit keinen Eisenmassen in Berührung kam, und keinem merklichen Temperaturwechsel ausgesetzt wurde, so zeigte sich doch nach dieser Aenderung eine *Vergrößerung der Schwingungsdauer* von nahe einem Zehntel einer Zeitsecunde, weswegen mit diesem Monate eine neue Reihe von Beobachtungen beginnt.

Die neue Inclinationsnadel hat, wie ich hoffe, das ihr vorgelegte Problem gelöst und entschieden, daß die Aenderungen der horizontalen Intensität nicht gänzlich von denen der *Inclination* ¹⁾ herrühren können; denn wenn auch die täglichen (an diesem Apparate sehr kleinen, aber sehr regelmässigen) Aenderungen denen der Schwingungsdauern, die an der Declinationsnadel beobachtet werden, völlig parallel laufen, so zeigen sich doch von einem Monate zum andern, ja oft schon in wenigen Tagen *Variationen in der Inclination*, welche mit denen der Schwingungsdauern nicht in Uebereinstimmung zu bringen sind. Die folgenden Tafeln werden dieß genauer darthun.

- 1) Vergl. ältere Beobachtungen über die stündlichen Veränderungen der Inclination von Arago in einem Briefe an Al. v. Humboldt, Poggend. Ann. Bd. XV S. 329.

Monatliche Mittel der Schwingungsdauern.

	20 ^h 0'	21 ^h 15'	22 ^h 30'	23 ^h 45'	1 ^h 0'	2 ^h 45'	4 ^h 30'	6 ^h 0'	7 ^h 30'	9 ^h 15'	11 ^h 0'	Nacht.	Mittel.
Jan. 22	27520	29059	28834	28913	28085	27624	27074	27148	27037	27526	27419	27312	22", 277959
Febr. 22	27183	27261	27020	26928	26657	26068	26385	26662	26645	26774	26877	26702	22, 267634
März 22	37210	37880	36765	35857	35384	34924	34724	34329	34846	34503	34603	35364	22, 355328
Apr. 22	33452	34681	34821	33539	33365	32422	32184	32183	32093	32250	32620	33140	22, 330625
Mai 22	33792	33553	33384	32482	32371	31589	31109	30770	30929	32338	32289	33159	22, 323138
Juni 22	32506	32881	32152	31272	30704	29388	28786	29082	28805	30302	30632	31101	22, 306344

Monatliche Mittel

der Declination = 18°.

1837.	20h 0'	22h 30'	1h 0'	4h 30'	7h 30'	11h 0'	Mittel.
Januar	30' 42",8	33' 46",7	39' 59",0	36' 10",2	33' 41",1	31' 22",1	34' 16",8
Februar	28 21,2	31 13,5	36 30,1	33 20,0	31 48,3	29 8,3	31 43,6
März	26 44,4	33 10,4	39 52,2	34 0,1	31 44,6	29 15,5	32 27,9
April	23 12,9	29 40,5	40 39,7	35 7,8	30 37,7	29 8,7	31 24,4
Mai	25 20,5	30 1,2	39 48,3	36 2,7	31 4,4	30 31,9	32 8,2
Juni	27 15,7	34 33,3	42 34,7	38 42,0	33 40,0	32 48,3	34 55,7

der Inclination ¹⁾ = 65°.

Januar	46' 43",5	46' 47",6	46', 43",6	46' 43",7	46' 42",7	46' 43",9	46' 44",2
Februar	47 46,6	47 49,3	47 48,8	47 48,5	47 47,6	47 49,6	47 48,1
März	47 25,8	47 26,8	47 24,8	47 21,6	47 22,7	47 22,1	47 24,0
April	47 26,4	47 28,8	47 25,8	47 25,1	47 25,0	47 25,6	47 26,1
Mai	46 34,2	46 32,4	46 31,4	46 30,1	46 29,1	46 30,1	46 31,3
Juni	45 39,4	45 39,3	45 36,2	45 32,2	45 28,2	45 29,4	45 34,1

- 1) Mit einem Inclinatorium von Le Noir fand Hr. Kreil (Schumacher's astron. Nachr. 1837, No. 328) Ende October 1836 zu 63° 44' 65", v. Humboldt fand sie im J. 1806 (*Relat. hist. T. III p. 625*) zu 65° 40', also jährliche Verminderung 3',87, der von Berlin und Paris sehr gleich.

Fünftägige Mittel.

1837.	☾	Dauer.	Declination.	Inclination.
1836 1837				
29 Dec. bis 2 Jan.		22",28150	18° 34' 22",5	63° 46' 44",8
Jan. 3 - 7	☾	26479	34 20,2	46 24,6
- 8 - 12		27513	34 50,5	46 28,0
- 13 - 17		29562	35 7,6	46 27,7
- 18 - 22		27215	34 52,8	46 38,9
- 23 - 27		28360	33 18,9	47 10,5
- 28 - 1 Febr.		26929	32 23,5	47 24,8
Febr. 2 - 6	☾	26669	31 33,5	47 32,6
- 7 - 11		27280	31 50,1	47 23,0
- 12 - 16		27851	32 25,4	47 39,1
- 17 - 21		28215	31 18,5	48 6,7
- 22 - 26		25373	31 35,2	48 18,0
- 27 - 28		25916	31 35,3	48 5,3
März 1 - 5	☾	36755	32 52,9	47 59,1
- 6 - 10		35213	32 23,8	47 29,7
- 11 - 15		34253	32 54,5	47 14,3
- 16 - 20		33258	32 5,4	47 39,8
- 21 - 25		39285	33 0,6	47 31,7
- 26 - 30		36476	31 27,0	46 49,0
- 31 - 4 Apr.	☾	32603	31 51,8	46 56,3
Apr. 5 - 9		34269	31 9,5	47 27,0
- 10 - 14		33858	31 4,4	47 16,2
- 15 - 19		33386	31 10,9	47 15,9
- 20 - 24		33779	32 4,4	47 36,7
- 25 - 29	☾	32181	31 1,9	47 48,8
- 30 - 4 Mai		31775	31 25,9	48 3,1
Mai 5 - 9		33875	33 2,2	47 34,5
- 10 - 14		33390	32 55,1	46 22,7
- 15 - 19		32389	32 17,8	45 50,3
- 20 - 24		34209	31 39,9	45 49,9
- 25 - 29	☾	31673	31 50,9	45 50,6
- 30 - 3 Juni		31067	35 8,1	46 32,2
Juni 4 - 8		31749	36 53,5	46 16,4
- 9 - 13		30163	35 59,3	45 58,5
- 14 - 18		38654	34 1,4	46 0,7
- 19 - 23		21734	33 33,2	45 2,0
- 24 - 28		32455	34 4,2	44 26,1

Die Inclinationen der beiden ersten Monate sind etwas verschieden von denen, die ich in den *Bibliothèque universelle* (Aprilheft 1837) bekannt gemacht habe, weil damals manche Beobachtung ausgelassen wurde, und ich die Mittel der wirklich gemachten als die monatlichen Resultate annahm. Später überzeugte ich mich, daß ich der Wahrheit näher käme, wenn ich die ausgelassenen Beobachtungen aus den nächstgelegenen interpolirte, und aus allen die Mittel nähme; so sind die obigen Zahlen entstanden. Jetzt ist natürlich dafür gesorgt, daß so wenig als möglich Beobachtungen ausgelassen werden. Da ich bei dieser bis jetzt zu den Variationsbeobachtungen benutzten Nadel, welche die Form eines Parallelepipeds hat, nach jedem Umkehren der Pole eine veränderte Lage der magnetischen Axe wahrnahm, ein Umstand, der die absoluten Beobachtungen erschwert, so liefs ich eine andere von rhomboïdaler Form anfertigen, in der Hoffnung, daß dann die Axe immer durch die Spitzen gehen, also eine constante Lage haben würde. Die Erfahrung hat zwar dies nicht bestätigt, doch kehrt sie nach der zweiten Umkehrung der Pole nahe in die Lage zurück, die sie vor der ersten hatte. Ich bin eben damit beschäftigt, diesen neuen Apparat zu *absoluten Inclinations*-Bestimmungen zu verwenden. Wenn ich über die Klippe der Reibung, die bei dem großen Gewichte der Nadel eine bedeutende und nicht erfreuliche Rolle spielt, glücklich hinüber komme, so, hoffe ich, wird alles gut gehen.

Die letzte Tafel bestätigt die schon im vorigen Jahre bemerkte Periode der Schwingungsdauern, die mit jenen der Mondesphasen, so wie mit der Rotation der Sonne zusammenfällt. Nur der März machte in diesem wie im vorigen Jahre eine Ausnahme. Im Juni zeigte sich wohl auch ein *Minimum zur Zeit des Neumondes*, aber ein noch stärkeres trat vor dem Vollmonde ein. Dieses letzte hat jedoch seinen Grund in einem anderen Um-

stande, welcher auch noch näher zu erörtern ist. Ich pflege nämlich an den Schwingungsdauern die, wegen des Wechsels der äusseren Lufttemperatur nöthige Correction auf die Art anzubringen, wie ich in dem erwähnten Briefe (Astr. Nachr. No. 328) angezeigt habe, nur kommt in diesem Jahre noch eine andere kleine Correction hinzu, welche von der Verschiedenheit zwischen der äusseren und der am Apparate herrschenden Temperatur abhängig ist, und die ich im vorigen Winter durch ein Experiment zu bestimmen versucht habe. Es zeigt sich hierbei, dafs, wenn die äufsere Temperatur sich schnell ändert, die Schwingungsdauer mit ihrer entsprechenden Aenderung nicht alsogleich, sondern erst nach einigen Tagen nachfolgt, und dafs daher die in der Zwischenzeit angebrachte Correction nicht der Wahrheit gemäfs ist. So hatte im Monat Juni eine plötzliche Erhöhung der mittleren Temperatur von etwa 3° vom 12ten bis 18ten statt, während die entsprechende Vergrößerung der Schwingungsdauer erst am 17ten eintrat, daher die in diesem Falle subtractive Correction zu grofs, also die Schwingungsdauer zu klein ausfiel. Auch wurde die zur Zeit des Neumondes statthabende Dauer durch eine am Tage dieser Phase eingetretene magnetische Störung, deren Wirkung sich immer über zwei oder drei Tage erstreckt, merklich alterirt.

Diese Störungen sind ein Gegenstand, der mich gegenwärtig sehr interessirt, und sie lassen sich in unseren Apparaten mit der erwünschten Schärfe bestimmen, wie Sie sich vielleicht schon aus dem oben erwähnten kleinen Aufsätze in der *Bibl. univ.* überzeugt haben werden. Es wäre nur zu wünschen, dafs bald mehr Beobachtungen in entfernten Punkten über diese Erscheinungen angestellt werden möchten, und dafs vorzüglich im hohen Norden, wo die hierauf so gewaltig einfließenden Nordlichter häufig sichtbar sind, sich ein Beobachter fände, der das Eintreten derselben und die sie begleitenden Um-

stände genau und regelmäfsig bemerkt und mittheilt. In dieser Beziehung wage ich es, Ihnen die Bitte vorzulegen, sich zur Förderung dieser Beobachtungen verwenden zu wollen, da bei den Beziehungen, in denen Sie wahrscheinlich mit Rußland stehen, und bei der Macht Ihrer Stimme es hoffentlich nicht schwer seyn wird, in jenem Lande, wo von jeher so viel für diesen Zweig gethan wurde, und auch jetzt noch mehr als in irgend einem anderen geschieht, Personen aufzufinden, die sich diesem Geschäfte unterzögen. Bei der Genauigkeit, mit welcher sich jede Anomalie am Magnetometer offenbart, läfst es sich erwarten, dafs auch die quantitativen Verhältnisse dieses Einflusses können aufgefunden werden.

Eine der stärksten Störungen in diesem Jahre eignete sich vor einigen Tagen (am 2. d. M.), und ich nehme mir die Freiheit, die während derselben gemachten Beobachtungen mitzutheilen, da zu hoffen steht, dafs dergleichen auch an anderen Orten, besonders in Deutschland, wo diese vortrefflichen Instrumente schon mehr verbreitet sind, angestellt wurden, und dafs daher über die Frage, in wiefern auch bei starken Störungen die Uebereinstimmung der gleichzeitigen Erscheinungen an entfernten Orten fortbesteht oder aufhört, neuerdings etwas ausgesprochen werden könne; wenigstens hat mir Gauß in seinem letzten Briefe geschrieben, dafs in Göttingen, wenn sich starke Inclinationsänderungen zeigen, stets in Intervallen von 2' 30" während der Dauer dieser Aenderungen beobachtet wird.

1837.	Dauer.	Declination.	Inclination.	Barometer.
Juni 29	22",47100	18° 32' 28",7	63° 44' 8",9	27" 8",84
- 30	48306	33 39,9	44 11,1	27 8,59
Juli 1	47005	33 11,2	44 1,4	27 8,43
- 2	50602	36 5,0	44 11,0	27 8,69
- 3	51127	32 49,0	44 0,8	27 8,21
- 4	49282	33 8,7	43 52,6	27 7,72
- 5	49248	32 49,9	43 53,7	27 6,76
- 6	48758	34 6,3	43 45,2	27 8,33

1837.	Thermom.	Hygrom.	Wind.	Atmosphäre.
Juni 29	+19°,85	87°,56	O—S	Heiter
- 30	20,26	84,91	W	Heiter
Juli 1	19,91	89,54	O	Heiter, Wolken, Regen
- 2	17,84	88,13	O	Heiter, Wolken, Regen
- 3	18,90	81,43	O	Heiter, Wolken, Regen
- 4	19,25	81,90	S—O	Heiter
- 5	19,87	82,00	S—O	Heiter, Wolken, Regen
- 6	16,27	79,25	O	Regen, Heiter, Wolken

Gewitter waren am 1. um 9^h Ab., am 3. um 8^h 30' Ab. und um Mitternacht zwischen dem 5. und 6. Juli. Die hier gegebenen, so wie die folgenden Schwingungsdauern sind nicht auf die Temperatur 0° reducirt. Das Barometer ist in Pariser Zollen und Linien ausgedrückt und auf +10° R. reducirt; das Thermometer ist Réaumur, das Hygrometer ein Haarhygrometer.

Beobachtungen während der Störung des 2. Juli 1837.

Mittl. Mail. Zeit.	Dauer.	Zeit.	Declination.
19 ^h 57'	22",5428	19 ^h 42' 0"	18° 27' 44",3
22 27	3421	19 57 4	29 6,1
0 16	5665	22 27 4	36 19,0
0 44	6393	37 4	40 49,4
1 12	6100	41 41	40 16,0
1 36	5556	44 11	42 17,8
2 0	5809	46 41	41 44,3
2 38	5104	50 41	43 38,9

Mittl. Mail. Zeit.	Dauer.	Zeit.	Declination.
3 ^h 15'	22 ^h 5277	22 ^h 53' 11"	18° 43' 58",9
3 53	5095	55 41	44 53,5
4 27	5040	58 11	44 24,0
5 57	4884	23 ^h 0 41	46 20,7
7 27	4722	3 11	46 25,7
9 12	4921	5 41	45 5,5
10 57	4986	8 11	44 30,2
Nacht	5098	10 41	45 12,4

Zeit.	Declination.	Zeit.	Declination.
23 ^h 13' 11"	18° 47' 20",8	0 ^h 26' 41"	18° 49' 15",8
15 41	45 48,3	29 11	49 1,7
18 11	47 4,0	31 41	50 7,2
20 41	47 43,3	34 11	50 44,2
23 11	46 59,4	36 41	50 46,8
25 41	48 0,1	39 11	51 18,7
28 11	48 15,4	41 41	52 27,6
30 41	49 8,9	44 11	52 36,4
33 11	49 33,0	46 41	52 8,5
35 41	49 38,3	49 11	53 2,5
38 11	47 22,7	51 41	52 55,0
40 41	45 27,7	54 11	53 27,8
43 11	47 19,2	56 41	53 40,4
45 41	48 41,1	59 11	52 49,9
48 11	50 53,0	1 ^h 1 41	51 43,2
50 41	50 10,4	4 11	51 35,0
53 11	50 54,8	6 41	49 54,7
55 41	49 27,7	9 11	49 33,2
58 11	51 15,5	11 41	48 53,6
0 ^h 1 41	54 38,3	14 11	47 32,6
4 11	56 29,2	16 41	47 14,7
6 41	53 38,6	19 11	47 47,6
9 11	50 50,5	21 41	48 17,6
11 41	49 34,6	24 11	48 26,9
14 11	50 54,1	26 41	48 19,5
16 41	51 47,5	29 11	48 2,3
19 11	51 40,8	31 41	47 44,1
21 41	49 45,0	34 11	48 26,9
24 11	50 13,4	36 41	48 21,5

Zeit.	Declination.	Zeit.	Declination.
1 ^h 39' 11"	18° 48' 2",3	2 ^h 11' 41"	18° 47' 48",2
41 41	47 44 ,1	16 41	47 52 ,1
44 11	47 59 ,6	19 11	47 54 ,0
46 41	47 41 ,5	3 ^h 9 41	45 34 ,4
49 11	47 26 ,1	9 11	45 10 ,8
51 41	47 2 ,7	11 41	44 42 ,7
54 11	47 52 ,5	14 11	44 20 ,3
56 41	46 17 ,7	16 41	43 38 ,8
59 11	46 59 ,8	19 11	43 55 ,4
2 ^h 4 11	47 44 ,7	4 ^h 27 4	37 33 ,2
6 41	47 24 ,9	7 ^h 27 4	34 41 ,5
9 11	47 48 ,9	10 ^h 57 4	21 49 ,8

Zeit	Inclination.
20 ^h 0'	63° 44' 27",6
22 30	44 13 ,2
1 0	44 17 ,4
3 0	44 13 ,6
4 40	44 6 ,7
7 20	44 3 ,1
10 40	43 58 ,0

IX. *Uebersicht der im Jahre 1836 zu Braunschweig in Ostpreussen angestellten meteorologischen Beobachtungen; von L. Feldt.*

Das Instrument, mit welchem die hier folgenden Beobachtungen angestellt sind, ist ein gut ausgekochtes Heberbarometer. Der mittlere Quecksilberspiegel im kürzeren Schenkel dieses Barometers liegt 3,2 Par. Fufs über dem Fußboden des Beobachtungszimmers, oder 70 Par. Fufs über der Fläche der Ostsee. Die Barometerhöhen sind nach den Tafeln des Hrn. Geheimen Raths Bessel

auf die Temperatur des schmelzenden Eises reducirt. Das Thermometer der freien Lufttemperatur hängt $27\frac{1}{2}$ Par. Fuß über der Erde, und ist an der Nordseite des Wohnhauses angebracht. Die Beobachtungsstunden waren: 8 Uhr Morgens, 12 Uhr Mittags und 10 Uhr Abends.

I. Mittlerer Stand des Barometers für jeden Monat des Jahres 1836.

Jahr 1836.	8 Uhr Morgens.	12 Uhr Mittags.	10 Uhr Abends.	Mittel.
	P. L.	P. L.	P. L.	P. L.
Januar	336",51	336",22	336",39	336",373
Februar	334,95	334,81	335,05	335,933
März	334,36	334,26	334,02	334,213
April	336,02	335,96	336,15	336,043
Mai	337,52	337,56	337,62	337,566
Juni	336,37	336,36	336,34	336,356
Juli	335,97	336,00	336,16	336,043
August	336,25	336,30	336,43	336,326
September	336,02	336,09	336,11	336,073
October	336,23	336,11	336,27	336,203
November	335,57	335,54	335,61	335,573
December	334,13	334,23	334,45	334,270
Mittel	335",825	335",786	335",883	335",831.

Die mittlere Barometerhöhe des Jahres 1836 ist um 0",993 niedriger als das Mittel aus den Mittagsbeobachtungen der Jahre 1826 bis 1830.

II. Maximum und Minimum der Barometerhöhen für jeden Monat des Jahres 1836.

Die nachstehende Zusammenstellung enthält die zu den angeführten Beobachtungsstunden wahrgenommenen Maxima und Minima, und die daraus sich ergebenden Media und Differenzen. Hinzugefügt ist noch die jedesmalige Windrichtung und der größte Unterschied zweier an demselben Tage angestellten Beobachtungen.

Jahr. 1836.	Tag.	Maximum.	Wind.	Tag.	Minimum.	Wind.	Differenz.	Medium.	Größter Unterschied während eines Tages.
Januar	9.	344 ^m ,25	SSO. 1.	30.	325 ^m ,98	SW. 4.	18 ^m ,27	335 ^m ,115	10 ^m ,07
Februar	19.	340,42	N. 1.	11.	326,48	NNW. 4.	13,91	333,450	4,62
März	19.	340,96	NW. 3.	15.	327,88	SW. 4.	13,08	334,420	4,46
April	16.	339,68	NO. 1.	1.	328,92	WSW. 2.	10,76	331,300	3,14
Mai	28.	341,21	N. 2.	21.	334,55	W. 2.	6,66	337,880	2,51
Juni	28.	339,78	W. 2.	19.	331,59	WSW. 1.	8,19	335,685	2,20
Juli	28.	338,91	SW. 1.	21.	330,34	SW. 2.	8,57	334,625	4,03
August	31.	338,95	NW. 0.	19.	332,93	W. 1.	6,02	335,940	2,23
September	14.	340,26	O. 1.	10.	329,31	W. 4.	10,95	334,785	5,92
October	18.	342,45	NW. 1.	30.	327,70	N. 1.	14,75	335,075	4,79
November	10.	340,99	SW. 1.	6.	326,41	W. 4.	14,58	333,700	5,05
December	29.	340,22	O. 2.	9.	325,48	SW. 2.	14,74	332,850	4,69
Jahr	9.	341 ^m ,25	SSO. 1.	9.	325 ^m ,48	SW. 2.	18 ^m ,77	334 ^m ,819	Max. 10,07

III. Mittlerer Barometerstand bei den verschiedenen Winden, aus 913 Beobachtungen des ganzen Jahres berechnet.

Bei den Beobachtungen wurden eigentlich 16 Winde unterschieden, ich habe jedoch bei der Ausmittlung der hier folgenden Resultate nur die 8 Winde berücksichtigt und die Zwischenwinde übergangen.

1836.	Mittlere Barometer- höhe.	Abweichungen von dem allgemeinen Mittelstande.
N.	337 ^{'''} ,28	+1 ^{'''} ,45
NO.	337 ,47	+1 ,64
O.	337 ,30	+1 ,47
SO.	335 ,45	—0 ,38
S.	335 ,13	—0 ,70
SW.	335 ,09	—0 ,74
W.	335 ,28	—0 ,55
NW.	336 ,10	+0 ,47

IV. Mittel der thermometrischen Beobachtungen für jeden Monat des Jahres 1836.

Jahr 1 8 3 6.	8 Uhr. Morgens.	12 Uhr Mittags.	10 Uhr. Abends.	Mittel.
Januar	27°,87 F.	31°,17 F.	29°,09 F.	29°,38 F.
Februar	32 ,03	34 ,84	31 ,76	32 ,88
März	42 ,91	47 ,17	41 ,73	43 ,94
April	46 ,33	51 ,47	43 ,41	47 ,07
Mai	49 ,25	53 ,23	44 ,58	49 ,02
Juni	61 ,58	67 ,23	55 ,64	61 ,48
Juli	61 ,22	64 ,52	55 ,98	60 ,57
August	61 ,49	65 ,36	55 ,01	60 ,62
September	54 ,15	58 ,48	53 ,50	55 ,38
October	51 ,13	56 ,00	49 ,41	52 ,18
November	31 ,05	53 ,97	31 ,74	32 ,25
December	31 ,85	33 ,50	31 ,63	32 ,32
Mittel	45°,91 F.	49°,75 F.	34°,62 F.	46°,42 F.

Das diesjährige allgemeine Mittel ist etwas höher als das Mittel aus den früheren Jahren.

V. Maximum und Minimum der Temperatur für jeden Monat des Jahres 1836, aus drei Mal täglich angestellten Beobachtungen.

Jahr. 1836.	Tag.	Maximum	Wind.	Tag.	Minimum	VWind.	Differenz.	Medium.	Größter Unterschied während eines Tages.
Januar	24.	43° 2 F.	WSW.	4. 1.	0° 3 F.	O.	1.42° 9 F.	21° 75 F.	15° 9 F.
Februar	28.	43° 0	SSO.	2. 19.	13° 5	N.	2.29° 5	28° 25	13° 7
März	22.	65° 3	SSW.	1. 5.	34° 0	W.	1.31° 3	49° 65	15° 1
April	22.	65° 8	SO.	1. 17.	37° 8	N.	1.28° 0	51° 80	15° 6
Mai	3. 2.	72° 2	SO.	2. 9.	31° 5	N.	2.40° 7	51° 85	24° 8
Juni	24.	84° 5	SW.	2. 1.	45° 0	NNW.	2.39° 5	64° 75	21° 3
Juli	30.	84° 6	S.	1. 2.	51° 3	N.	2.33° 3	67° 95	20° 3
August	15.	75° 8	S.	0. 24.	45° 5	N.	2.30° 3	60° 65	20° 2
September	5.	79° 5	S.	1. 21.	38° 5	WSW.	2.41° 0	59° 00	16° 5
October	7.	70° 0	SO.	1. 29.	33° 9	SW.	4.36° 1	51° 95	13° 8
November	29.	49° 2	SW.	3. 26.	11° 0	O.	1.38° 2	30° 10	12° 0
December	8.	46° 2	SW.	1. 29.	9° 0	O.	2.37° 2	18° 60	7° 2
Jahr	30. Juli	84° 6 F.	S.	1. 1. Jan.	0° 3 F.	O.	1.84° 3 F.	46° 36 F.	Max. 24° 8 F.

Das Steigen und Fallen der Mittel aus den Extremen ist das ganze Jahr hindurch ununterbrochen, während das Fallen der jährlichen Mittel, nach der vorhergehenden Tafel, in den Monaten August und December unterbrochen wird. Das Mittel aus den Extremen weicht von dem Jahresmittel nur 0°,06 F. ab.

VI. Verhältniszahlen für die Winde und das Azimuth der mittleren Windrichtung im Jahre 1836.

Die Windrichtung wurde täglich drei Mal beobachtet. Sieht man die Zahl sämmtlicher Winde als Einheit an, und die einzelnen Winde als aliquote Theile, so geben die Beobachtungen folgende Verhältniszahlen:

N.	0,084
NO.	0,014
O.	0,063
SO.	0,083
S.	0,165
SW.	0,229
W.	0,228
NW.	0,133

und hieraus erhält man, nach Lambert's Verfahren, wenn man das Azimuth der mittleren Windrichtung von N. durch O. S. etc. zählt:

Azimuth.	Stärke.	Verhältnifs der nördlichen Winde zu den südlichen.	Verhältnifs der östlich. Winde zu den westlich.
180° + 60° 42'	0,404	1 : 2,06	1 : 3,69

Die herrschende Windesrichtung war also S. 60° 42' W.

VII. Ausgezeichnet hohe und tiefe Barometerstände im Jahre 1836.

Zu ausgezeichnet hohen Barometerständen rechne ich alle diejenigen Stände, bei welchen sich das Barometer bedeutend über 342 Par. Lin. erhebt; zu ausgezeichnet

tiefen aber diejenigen, bei welchen das Barometer stark unter 330 Par. Lin. sinkt. Um nun den Gränzen des jedesmaligen sehr hohen oder tiefen Barometerstandes so nahe als möglich zu kommen, und den Gang des Barometers vorzüglich vor und nach dem Eintritt des Maximums oder Minimums etwas näher anzugeben, so zeichne ich auch noch an denjenigen Tagen, an welchen starke Barometer - Variationen vorkommen, die Beobachtungen größtentheils stündlich auf.

In Bezug auf diese letzteren Aufzeichnungen bemerke ich, daß das Jahr 1836 keinen ganz ausgezeichnet hohen Barometerstand hatte; denn nur ein einziges Mal erhob sich das Barometer um etwas mehr als 2 Par. Lin. über 342". Dagegen sank das Barometer im Laufe des vorigen Jahres zu 8 verschiedenen Malen nicht unbedeutend unter 330"; der tiefste Barometerstand vom ganzen Jahre ist der Stand am 30. Januar um 6 Uhr Nachmittags, und zwar 325",36, d. h. 11",46 unter dem Mittel.

Gang des Barometers in der Nähe des Minimums am 30. Januar.

Tag und Stunde 1837.	Barome- stand bei 0° R.	Temp. der Luft.	Witterung.
29 Januar		Fahr.	
9 ^h Morg.	330",34	34°,2	S. Sturm, Regen
12 ^h Mittags	328 ,71	34 ,0	SW. stürm., Schnee u. Thauwetter
30 Januar			
8 ^h Morg.	328 ,20	31 ,9	SSW. windig, bedeckt
3 Nachm.	326 ,15	34 ,0	SW. Sturm, bedeckt
6 -	325 ,36	34 ,1	SW. Sturm, gl. Decke
9 -	325 ,67	35 ,0	SW. Sturm, bedeckt
10 -	325 ,98	35 ,2	SW. der Sturm sehr heft., bedeckt
11 -	326 ,08	34 ,8	SW. nachlassend, trübe
31. Januar			
11 ^h Vorm.	329 ,52	34 ,0	SW. windig -
1 Nachm.	330 ,39	35 ,4	SW. schwach -
10 Ab.	332 ,33	32 ,2	still, trübe.

In den westlichen Gegenden war dieser tiefe Stand weit bedeutender als hier an der Ostsee. Zu Berlin trat das Minimum schon um 11^h 35' Vormittags ein, und betrug 14^{''},93 unter dem Mittel (diese Annalen, Bd. XXXVII S. 240).

Im Laufe des Jahres 1836 wurden in Braunsberg 69 heitere, vollkommen schöne und völlig klare Tage beobachtet. Vermischte, d. h. theils schöne, theils bedeckte Tage, wurden 145 gezählt. Die übrigen Tage waren trübe, oder mit anhaltenden Nebeln, Regen und Schnee begleitet. An 51 Tagen war es stürmisch. — Im Jahre 1836 wurden am Braunsberger Horizont 16 vollständig ausgebildete, d. h. von Blitz und Donner begleitete Gewitter beobachtet. Die meisten Gewitter hatte der Monat Juni, die wenigsten die Monate Januar, Februar, October und November; von Wintergewittern kam im Decèmbcr eine leise Spur vor.

Den 11., 12. und 18. October wurden Nordlichter beobachtet.

**X. Resultate der Karlsruher meteorologischen Beobachtungen von 1834 und 1835;
von Dr. Otto Eisenlohr.**

1) Resultate von 1834.

Monat	Barometer bei 10° R.			Thermometer. R.			N.			Wind.				SVV.		
	hoh. Stand.	tief. Stand.	Mittel.	hoh. St.	tief. St.	Mittel.	NO.	O.	SO.	S.	SVV.	VV.	NW.	SVV.	VV.	NW.
Jan.	28" 2",42	27" 4",00	27" 10",34	13,4	0,0	5,57	2	8	2	8	4	62	2	62	2	3
Febr.	5",33	10",17	28" 1",56	12,0	—	4,5	3	36	2	3	3	36	1	36	1	5
März	5",59	6",87	1",16	12,3	—	2,5	5	36	2	5	3	41	2	41	2	7
April	2",86	5",95	27" 11",54	18,2	0,0	7,19	22	46	1	5	3	11	2	11	2	6
Mai	3",23	5",12	10",65	24,0	5,2	14,27	2	37	1	2	1	43	1	43	1	3
Juni	2",25	6",60	10",88	26,3	6,5	15,55	1	21	2	2	2	59	1	59	1	2
Juli	1",05	7",06	9",91	29,3	10,0	18,56	4	22	7	7	7	52	1	52	1	1
Aug.	27" 11",42	6",20	9",27	24,7	9,9	16,76	4	24	2	2	2	61	2	61	2	2
Sept.	28" 2",39	6",79	11",45	21,3	3,5	14,42	7	47	2	2	2	31	3	31	3	3
Oct.	4",47	2",13	10",92	19,3	0,2	8,83	5	30	4	4	2	51	1	51	1	1
Nov.	1",67	5",04	11",20	16,0	—	3,0	3	31	5	2	3	44	1	44	1	1
Dec.	5",65	6",14	28" 1",81	8,8	—	7,2	3	28	4	1	7	45	3	45	3	2
Jahr	5",65	2",13	27" 11",31	29,3	—	7,2	61	366	25	24	32	536	13	536	13	38

Monat.	Therm.		Mittl. Thermometerst.							Himmel.					Mittlere Bewölkung.
	über 20°.	unter 0°.	+20.	+15.	+10.	+5.	+0.	-0.	-5.	klare Tage.	helle Tage.	stürm. Tage.	meist trüb. Tage.	ganz trock. Tage.	
Jan.		1			2	12	17				3	22	3	3	0,74
Febr.		15				2	21	5		7	4	12	1	4	0,49
März		8				17	13	1		3	7	14	5	2	0,50
April		1			7	15	8			1	10	17	2		0,44
Mai	13			13	15	3				7	8	13	3		0,42
Juni	13		1	16	13					4	7	15	3	1	0,50
Juli	26		6	24	1					4	9	15	2	1	0,45
Aug.	21			26	5					1	17	10	2	1	0,45
Sept.	11			17	9	4				10	10	7	3		0,23
Oct.					13	13	5			6	7	11	5	2	0,48
Nov.		7			3	3	15	2		3	6	7	5	9	0,64
Dec.		13				4	20	6	1	2	2	14	3	10	0,74
Jahr	84	45	7	96	68	80	99	14	1	48	90	157	37	33	0,507

Monat.	Regenmenge		Meteore.									
	in Kubikzollen.	Wässrige Niederschläge.	Regen.	Schnee.	Schlossen.	Gewitter.	Sturm.	Wind.	Nebel.	Dunst.	Höhenrauch.	Nordschein.
Jan.	311,59	23	21	3	2		12	7	1	10		
Febr.	72,52	7	5	3	1		1	5	5	6		
März	77,10	10	8	3	4		2	15	1	5		
April	56,81	11	9	3	5	1		17		3		
Mai	107,09	10	10				1	18			2	
Juni	268,50	16	16			5	2	13				
Juli	299,60	14	14			8		13			1	
Aug.	368,18	8	8			3	2	14			4	
Sept.	112,76	6	6			1		9			4	
Oct.	444,99	13	12	3	2	1	6	11	1	5	1	
Nov.	122,48	9	9					16	2	8		
Dec.	210,15	14	9	6	1		2	15	4	5		
Jahr	2451,77	141	127	21	15	19	28	153	14	42	12	

2) Resultate von 1835.

Monat.	Barometer bei 10° R.			Thermometer R.		Psychrometer.		Hygrometr. D. L.				
	H. Stand.	T. Stand.	T. Stand.	H. Stand.	T. Stand.	Mittel.	Gr. Elast.	Kl. Elast.	Mittel.	Gr. Feucht.	Kl. Feucht.	
Jan.	28" 6",94	27" 4",72	28" 0",437	8,0	-6,6	1,60	3,32	1",11	2",02	100°	59°	84,4
Febr.	5,09	1,70	27 10,240	9,4	-3,5	3,69	3,13	1,34	2,24	97	49	79,5
März	3,53	2,57	10,513	11,8	-1,2	4,51	3,29	1,45	2,12	93	38	70,6
April	4,55	3,93	11,414	17,4	-0,2	7,41	3,82	1,39	2,44	95	20	65,7
Mai	0,41	6,03	9,378	21,6	3,4	11,72	5,55	2,30	3,74	96	34	70,5
Juni	1,75	6,00	10,716	24,8	6,9	14,56	5,72	2,92	4,16	92	25	63,7
Juli	0,16	8,90	11,006	27,0	6,7	17,26	7,71	3,14	5,34	95	32	65,7
Aug.	1,90	6,21	10,161	24,6	7,8	15,24	7,26	3,18	4,89	94	35	71,1
Sept.	1,09	4,58	9,212	21,9	5,1	12,57	5,98	2,75	4,38	98	42	76,9
Oct.	2,20	26 11,22	9,399	14,6	-0,2	7,47	4,93	1,80	3,18	97	48	82,1
Nov.	1,88	27 6,16	11,293	9,0	-9,0	1,24	3,49	0,83	1,94	97	49	82,0
Dec.	4,32	7,17	28 0,824	9,8	-9,1	0,88	4,04	0,75	1,70	98	53	84,4
Jahr	28" 6",94	26" 11",22	27" 10",716	27,0	-9,1	8,033	7",71	0",75	3",178	100°	20°	74,71

Monat.	W i n d.										Temperatur	
	N.	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N. — SO.	S. — NW.	über 20°.	unter 0°.
Jan.	5	28	8	2	1	41	5	3	43	50		13
Febr.	2	6	4		2	59	9	2	12	72		5
März	3	31	5		2	26	21	5	39	54		5
April	7	24	4	2		32	14	7	37	53		1
Mai	9	21	2	3	5	31	17	5	35	58	2	
Juni	12	35	10	1	1	19	9	3	58	32	16	
Juli	7	23	10	5	5	21	19	3	45	48	26	
Aug.	7	24	8	2	2	32	12	6	41	52	15	
Sept.	3	11	8	11	2	41	10	4	33	57	7	
Oct.	6	11	8	1	7	47	10	3	26	67		1
Nov.	4	36	11	1	5	30	3		52	38		18
Dec.	3	43	1	3	1	29	8	5	50	43		22
Jahr	68	293	79	31	33	408	137	46	471	624	66	65

Monat.	Mittl. Thermometerst.							Himmel.					Mittlere Bewöl- kung.
	+20. +	+15. +	+10. +	+5. +	+0. +	-0. -	-5. -	Klare Tage.	Helle Tage.	Sturm. Tage.	Meist trübe Tage.	Ganz trübe Tage.	
Jan.				4	17	10		4	2	12	5	8	0,66
Febr.				7	18	3			1	18	3	6	0,74
März				9	22			1	5	19	2	4	0,60
April			5	19	6			4	4	18	2	2	0,55
Mai		3	20	8					4	17	6	4	0,70
Juni		16	13	1				1	16	13			0,39
Juli	3	24	4					6	9	15	1		0,26
Aug.		15	13						7	14	6	4	0,57
Sept.		6	23	1					12	13	5		0,43
Oct.			6	20	5					19	6	6	0,73
Nov.				3	19	7	1	1	4	11	7	7	0,68
Dec.				4	6	17	4	3	2	13	2	11	0,63
Jahr	3	67	84	76	93	37	5	20	66	182	45	52	0,578

Monat.	Regenmenge in Kubikzollen.	Wäſſrige Nieder- schläge.	Meteore.						Höhen- rauch.	Nord- schein.
			Regen.	Schnee.	Schlos- sen.	Ge- wit- ter.	Sturm.	Wind.	Ne- bel.	Dunst.
Jan.	260,86	15	12	3			1	18	3	10
Febr.	378,47	20	19	5	2	2	8	12	3	6
März	400,80	15	15	2	2	1	7	25	1	9
April	297,02	16	13	5	1		3	19		8
Mai	471,84	20	20			4	2	20	1	
Juni	123,29	8	8		1	2	2	25		1
Juli	294,87	9	9			4	3	23		4
Aug.	603,65	17	17			2	1	21		8
Sept.	203,01	14	14			2		18	1	12
Oct.	407,73	21	21				4	12	1	13
Nov.	362,63	11	7	6			1	17	3	11
Dec.	119,42	11	4	7			2	18	4	12
Jahr.	3923,59	177	159	28	6	17	34	228	17	94

3) Bemerkungen.

Die Beobachtungen sind zu Karlsruhe unter 49° nördl. Breite und (nach meiner Berechnung) 339 Par. Fufs über dem Meere von Hrn. Prof. Stieffel drei Mal täglich, angestellt; nämlich Abends um 9 Uhr, Mittags um 2 Uhr, Morgens im Winter zwischen 7 und 8 Uhr, im Frühling und Herbst zwischen 6 und 7 Uhr, im Sommer zwischen 5 und 6 Uhr. Im Jahr 1834 wurden durch die Versetzung des früheren Beobachters, Hrn. Geh. Hofrath Wucherer, nach Freiburg, die Beobachtungen mancher Instrumente unterbrochen, daher dieselben weniger vollständig sind, als die Beobachtungen von 1835. Die Längen- und Raumbestimmungen sind im Par. Maafse angegeben.

Barometer. Das Barometer hängt 19' über dem Pflaster der Stadt, oder 358' über dem Meer. Der Barometerstand von 1834 ist um $1''{,}287$ höher als der gewöhnliche ($27'' 10''{,}026$), und der höchste, welcher seit 1779 beobachtet wurde. Im Jahr 1835 ist der hohe Barometerstand vom 2. Januar Abends merkwürdig, indem er nur von dem am 6. Februar 1821 ($28'' 9''{,}56$) übertroffen wird. Sämmtliche Barometerstände sind auf die Normaltemperatur von 10° R. reducirt.

Thermometer. Das mittlere Maximum ist nach 38 Jahren $= 26,25$, das mittlere Minimum $= -11,87$; die mittlere Jahrestemperatur $= 8,295$; die mittlere Temperatur der einzelnen Monate beträgt im Durchschnitt:

Januar	— 0,26	Juli	15,78
Februar	+ 1,85	August	15,39
März	+ 4,39	September	12,61
April	8,47	October	8,22
Mai	12,46	November	4,08
Juni	14,30	December	1,47.

Das Mittel aus diesen 12 Monaten giebt 8,228, der Unterschied dieser und der oben angegebenen, nur aus den

vollständigen Jahren berechnete Jahrestemperatur entsteht dadurch, daß in den früheren Jahren die Beobachtungen mehrerer Monate fehlen.

Im Jahr 1834 war die Temperatur ungewöhnlich warm; das Maximum derselben trat am 18. Juli ein, und wird von keinem übertroffen, nur am 3. August 1783 wurde ein eben so hoher Stand des Thermometers beobachtet. Die mittlere Temperatur aller Monate, mit Ausnahme des Aprils, war über die gewöhnliche, besonders zeichnete sich aber der Januar und der Juli durch außerordentliche Wärme aus. Die mittlere Jahrestemperatur übertrifft die gewöhnliche um 1,299 Grad, und wird nur von der des Jahres 1822 (9,980) um einige Zehntheile übertroffen. Das Jahr 1835 zeichnete sich gleichfalls durch einen heißen Sommer, aber durch einen kalten Frühling und einen früh eintretenden Winter aus, daher die mittlere Jahrestemperatur um 0,262 niedriger ist als die gewöhnliche, zugleich waren die kalten Nächte und heißen Tage im Sommer merkwürdig.

Psychrometer. Im Jahr 1834 fehlen die Psychrometerbeobachtungen vom November, daher die Resultate hier weggelassen sind; im Jahr 1835 bezeichnen die Zahlen die Elasticität des Wasserdampfs in Par. Linien. Diese Beobachtungen sind zu Karlsruhe noch nicht lange genug fortgeführt, um allgemeine Resultate geben zu können.

Hygrometer. Die Hygrometerbeobachtungen fehlen im Jahr 1834 vom November und December, aus früheren Jahren ergibt sich der jährliche mittlere Stand des Fischbeinhygrometers = 61,4 Grad, daher im Jahr 1835 die Feuchtigkeit der Luft um 13,3 Grad größer als gewöhnlich.

Wind. Die Richtung des Windes wird täglich drei Mal nach hochstehenden Windfahnen beobachtet; aus 38 Jahren ergibt sich die mittlere Anzahl der Winde unter 1095 Beobachtungen: N. 113; NO. 248; O. 84;

SO. 12; S. 31; SW. 388; W. 177; NW. 42. Im Jahr 1834 waren die Winde mehr als gewöhnlich auf die beiden Hauptwinde SW. und NO. beschränkt, und besonders auffallend war die Seltenheit des Ost- und Westwindes; im Jahr 1835 war aber die Häufigkeit der verschiedenen Winde mit der gewöhnlichen mehr übereinstimmend.

Temperatur. Die beiden mit $+20^{\circ}$ und -0° bezeichneten Spalten geben die Anzahl der Tage, an welchen das Thermometer auf oder über 20° stieg, und auf oder unter den Gefrierpunkt fiel. Im Durchschnitt kommen jährlich 42 solche Sommertage und 64 Frosttage vor; das Jahr 1834 zeichnete sich durch die große Anzahl der ersteren vor allen früheren Jahren aus.

Mittlere Thermometerstände. In den sieben Spalten ist die Anzahl der Tage enthalten, an welchen die mittlere Tagestemperatur einen bestimmten Punkt erreicht. Im Durchschnitt kommen jährlich vor: 4 Tage, an welchen die mittlere Temperatur $+20^{\circ}$ übersteigt, 56 Tage mit einer Temperatur zwischen 15° und 20° , 102 Tage mit einer Temperatur zwischen 10° und 15° , 84 Tage mit einer Temperatur zwischen $+0^{\circ}$ und $+5^{\circ}$, 31 Tage mit einer Temperatur zwischen 0° und -5° , 6 Tage mit einer Temperatur zwischen -5° und -10° , und 1 Tag, an welchem die mittlere Temperatur unter -10° ist.

Himmel. Die fünf Spalten dieser Rubrik enthalten die Anzahl folgender Tage: 1) klare Tage, an welchen der Himmel stets wolkenfrei ist; 2) helle Tage, an welchen der Himmel nie mehr als zur Hälfte bewölkt ist; 3) vermischte Tage, an welchen der Himmel theils hell, theils bewölkt ist; 4) meist trübe Tage, an welchen der Himmel nur auf kurze Zeit einzelne helle Stellen zeigt; 5) ganz trübe Tage, an welchen der Himmel ununterbrochen ganz bewölkt ist. Die gewöhnliche Anzahl beträgt nach 38 Jahren: 22 wolkenfreie Tage, 86 helle Tage, 161 vermischte Tage, 42 meist trübe Tage, und

54 ganz trübe Tage. Im Jahr 1834 war die Anzahl der wolkenfreien hellen Tage ungewöhnlich groß, jedoch wurde sie von der des Jahres 1802 übertroffen, wo 50 wolkenfreie und 101 helle Tage beobachtet wurden.

Mittlere Bewölkung. Diese allein zweckmäßige Methode, die Bewölkung zu bestimmen, findet man vollständig angegeben in Kastner's Archiv für Chemie und Meteorologie, Bd. IX S. 145; sie gründet sich auf folgende Betrachtung: Bezeichnet man den sichtbaren Theil des Horizontes durch 1, so kann, wenn der ganz bewölkte Himmel gleichfalls durch 1, aber der ganz wolkenfreie Himmel durch 0 ausgedrückt wird, jeder Zwischengrad der Bewölkung durch einen Decimalbruch angegeben, und somit aus sämtlichen Beobachtungen während eines gewissen Zeitraums die mittlere Bewölkung für denselben bestimmt werden. So bezeichnet z. B. die Zahl 0,74 im Januar 1834, daß die mittlere Bewölkung dieses Monats nahe $\frac{3}{4}$ des Himmels betragen habe. Nach 43jährigen Beobachtungen ist die mittlere Bewölkung zu Karlsruhe = 0,598, und keines der früheren Jahre hatte eine so geringe mittlere Bewölkung als 1834, zunächst kommt das Jahr 1802 mit 0,515.

Regenmenge. Die Quantität des meteorischen Wassers ist in Pariser Kubikzollen auf 1 Quadratfuß angegeben, und mit einem Instrument gemessen, das 0,01 eines Kubikzolles genau angiebt; die Beschreibung desselben werde ich später mittheilen, so wie die des Atmometers. Die jährliche Regenmenge beträgt zu Karlsruhe aus 35jährigen Beobachtungen 25 Zoll, 5,57 Linien; das nasseste Jahr war 1801 mit 33" 2",50, das trockenste 1815 mit 19" 0",25, daher 1834 mit 17" 0",314 das trockenste von allen Jahren ist, 1835 aber mit 27" 2",966 zu den nassen Jahren gehört.

Atmometer. Die Beobachtungen werden erst seit dem Ende des Jahres 1834 mit einem Instrumente, welches 0,001 eines Zolles genau angiebt, täglich angestellt.

Man bemerkt aus den Resultaten des Jahres 1835, daß die Quantität der Verdunstung nicht allein von der Wärme und Trockenheit des Monats, sondern zugleich auch von der Sonnenhöhe abhängt.

Meteore. Im Durchschnitt kommen vor: 165 Tage mit wässerigen Niederschlägen (1816=205, 1779=121), 146 Tage mit Regen (1817=191, 1807=105), 26 Tage mit Schnee (1829=48, 1832=8), 10 Tage mit Graupeln oder Hagel, 26 Tage mit Gewitter, 21 Tage mit Sturm, 66 Tage mit starkem Wind, 11 Tage mit dichtem, den Himmel unsichtbar machendem Nebel, 32 Tage mit leichtem Nebel und dunstiger Atmosphäre, 3 Tage mit Höhenrauch, 2 Tage mit Nordschein.

XI. Ueber das Massenverhältniß der jetzt lebenden Kiesel-Infusorien und über ein neues Infusorien-Conglomerat als Polirschiefer von Jastraba in Ungarn; von Ehrenberg.

(Aus dem Bericht der Berl. Acad. der Wissensch. Juli 1837.)

Der Polirschiefer von Jastraba ist kreideartig, weiß, derb, nicht blättrig. Unter dem Mikroskope besteht er aus zehn verschiedenen Infusorien-Arten mit Schwamm Nadeln. Die Infusorien sind meist noch lebende Süßwasserthiere. Es sind zwei Arten der Gattung *Navicula*: 1) *N. viridis*, 2) *N. fulva*, beide noch lebend bei Berlin, eine ebenfalls noch lebende Art der Gattung *Eunotia*, 3) *E. Westermanni*, und zwei Arten von *Gallionella*, deren eine 4) *G. varians* noch bei Berlin lebt, deren andere 5) *G. distans* die Form ist, welche den Tripelfels von Bilin bildet, und wahrscheinlich auch noch lebend vorhanden und neuerlich beobachtet ist. Ferner sind darunter drei Arten von *Cocconema*: 6) *C. cym-*

biforme, 7) *C. cistula*, 8) *C. gibbum*, sämmtlich noch lebende Berliner Arten. Endlich finden sich zwei neue, bisher nirgends lebend beobachtete Formen darin: 9) *Bacillaria hungarica*, 10) *Fragillaria gibba*. Es geht hieraus hervor, daß dieser ungarische Polirschiefer die meiste Aehnlichkeit mit dem von Kassel hat, indem von elf seiner Bestandtheile acht dieselben sind, welche dieser auch hat.

Mit diesen neuen Formen steigt die Zahl der bekannten fossilen mikroskopischen Organismen auf 97. Davon gehören 25 den Feuersteinen der Kreide allein, die übrigen gehören tertiären und neueren Erdbildungen an. Im Ganzen sind 79 Infusorien, 2 Polythalamien und 16 Pflanzen beobachtet. Die größeren eingeschlossenen Organismen, *Flustra*, *Eschara*, Seeigel, Fische, Pflanzenblätter u. dergl., werden hier nicht berücksichtigt, da sie, als verhältnißmäßig selten, nur eine untergeordnete Rolle spielen, d. h. zufällig eingehüllt wurden. Die Infusorien gehören 15 verschiedenen Generibus an, davon sind 13 der Jetztwelt angehörig, 2 unbekannt. Von den 79 Infusorien haben 71 einen natürlichen Kieselpanzer, wie die Schnecken eine Kalkschale, und sind keineswegs verkieselt. Nur bei acht Arten ist es nicht sicher, ob sie nicht bloß mit umschlossen wurden von Kieselmasse, wie Fische, Seeigel und Algen. Es ergibt sich, daß man jetzt nicht mehr mit Sicherheit, auch nicht mit Wahrscheinlichkeit behaupten kann, daß alle fossilen Infusorien noch jetzt lebende Arten sind, weil nur etwa die Hälfte ihrer zahlreichen Arten der Jetztwelt noch wirklich angehört. — Die Polythalamien (*Rhizopodes* Dujardin) sind wahrscheinlich keine Infusorien, weil alle eine Kalkschale führen, wie kein Infusorium, und ihre Structur nicht darauf hindeutet. — Die Xanthidien der Feuersteine sind keine Cristatellen-Eier, weil sie rund, nicht linsenförmig sind, weil sie mit andern deutlichen Infusorien vorkommen, sehr viel kleiner sind und oft in der Selbsttheilung doppelt gefunden werden. Am mei-

sten Aehnlichkeit haben sie mit den von Hrn. Ehrenberg neuerlich im Juni beobachteten Eiern der *Hydra vulgaris*, aber auch diese ist nur Aehnlichkeit, keine Gleichheit.

Das Auffallende der fossilen Massen des bis 14 Fufs mächtigen Lagers ist durch fortgesetzte Untersuchungen der Massenverbreitung der lebenden Formen zu erläutern versucht worden. Schon im vorigen Jahre legte Hr. Ehrenberg der Academie mehrere Unzen einer erdartigen Masse vor, die er aus Kieselschalen der Infusorien der Soolwässer selbst bereitet hatte. Neuerlich ist es ihm gelungen eine grössere Werkstatt der Natur für den Polirschiefer aufzufinden. Die Kieselinfusorien bilden einen handdicken moderartigen Ueberzug der stehenden Gewässer bei warmer Witterung. Obwohl mehr als 100 Millionen dieser Thierchen erst einen Gran wiegen, so liess sich doch in einer halben Stunde fast 1 Pfund sammeln, und in wenig Stunden wäre es im Juni möglich gewesen, sie im Thiergarten bei Berlin zu $\frac{3}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ Centner zu sammeln. Man möchte daher jetzt nicht mehr fragen: wie sind die Felsmassen von Infusorien möglich? vielmehr möchte man fragen: wohin verlieren sich die zahllosen Mengen und Massen der jetzt lebenden mikroskopischen Kieselthiere, die in vielen Gräben und Sümpfen grosse Lager von Kieselerde bedingen müßten?

Ferner theilte Hr. Ehrenberg mit, dafs es ihm gelungen sey, bei den Kieselthierchen der Bacillarien-Familie, welche jene Massen bilden, und die manche Botaniker noch für Pflanzen halten, den thierischen Ernährungsproceß durch Farbenahrung so zur Ansicht zu bringen, dafs über ihre Thierheit nun kein Zweifel weiter stattfinden kann. Bei *Navicula gracilis*, *amphibaena*, *viridula*, *fulva*, *Nitzschii*, *lanceolata* und *capitata*, also bei sieben Arten, füllten sich in der Körpermitte 4 bis 40 kleine Magenstellen mit Indigo an. Das-

selbe gelang bei *Gomphonema truncatum*, *Cocconema Cistula*, *Arthrodesmus quadricaudatus* und *Closterium acerosum*.

Er schloß mit der Bemerkung, daß, seinen neuesten Erfahrungen zufolge, die lebenden Kiesel-Infusorien eine Art Dammerde bilden, und einer so geringen Menge Wassers zum Leben bedürfen, daß dergleichen Erde, nachdem sie bis 14 Tage lang trocken gelegen und zum Zerbrechen trocken war, doch noch hinreichende Feuchtigkeit enthielt, daß sehr viele Thierchen beim Uebertragen in einen Tropfen Wassers Spuren des noch bestehenden Lebens zeigten und munter umherkrochen. Ganz trocken starben sie und lebten nie wieder auf.

XII. *Nachtrag zu dem Aufsätze über die Ausdehnung der trocknen Luft zwischen 0° und 100°; von F. Rudberg.*

In diesem Aufsätze (S. 271 dieses Bandes) hatte ich anzuführen vergessen, von welcher Beschaffenheit das von mir angewandte Quecksilber war. Ich halte es aber für nothwendig, einige Worte hierüber mitzutheilen, damit man nicht glaube, daß ich es vielleicht in dem Zustand, wie es im Handel vorkommt, gebraucht, und folglich einen unrichtigen Werth für die Ausdehnung des Kaliglasses gefunden. Das Quecksilber wurde so erhalten, daß Hydrargyrum depuratum von Schönebeck zwei Mal unter Zusatz von Zinnober umdestillirt wurde. Ein hiesiger junger Chemiker, Dr. Wallenack, hatte, auf meine Bitte, die Güte das so gereinigte Quecksilber zu prüfen, und zwar nach einer von Dumas angegebenen Methode, nämlich so, daß das Quecksilber erst in reiner Salpetersäure aufgelöst, dann die Auflösung

zur Trockne abgedampft und endlich langsam bis zum Abtreiben des Quecksilbers erhitzt wurde. Von 4,70 Grm. Quecksilber war das auf diese Art entstandene Residuum so gering, daß es nicht mit Sicherheit gewogen werden konnte — es war wenigstens nicht ein Milligramm. Hienach wird die Unreinheit nicht mehr als etwa $\frac{1}{30}$ Proc. betragen können, und ich wage anzunehmen, daß eine so unbedeutende fremde Einmischung keinen merkbaren Einfluß auf die absolute Ausdehnung des Quecksilbers haben möge.

Ich muß hier noch eine Anmerkung hinsichtlich der Trockenheit des Quecksilbers in der Wärme hinzufügen. Bei den in dem Aufsätze angeführten Versuchen hatte ich das Quecksilber immer vorher nahe zum Kochpunkt erhitzt, und es, nachdem es bis 30° oder 40° erkaltet war, in die Wanne hineingegossen. Das Quecksilber war also bei allen diesen Versuchen vollkommen trocken. Um aber allen Zweifel in dieser Beziehung zu entfernen, habe ich nachher eine eiserne Wanne verfertigen lassen, worin ich unmittelbar das Quecksilber kochen konnte. Das so erhitze Quecksilber ließ ich dann ruhig sich abkühlen, und es ist keine Möglichkeit, daß es auf diese Weise die geringste Spur von Feuchtigkeit oder Luft enthielt. Die hiermit angestellten Versuche haben absolut dasselbe Resultat, wie die vorigen geliefert.

XIII. *Ueber Actine; von J. F. W. Herschel.*

Die Grade des Actinometers sind willkürlich, können aber auf eine gemeinschaftliche Einheit zurückgeführt werden, deren allgemeine Einführung ich hiermit vorschlagen möchte. Die Regel ist folgende: man multiplicirt die Skalentheile mit 6,1, so ist das Product die Strahlung in Actinen. Unter *Actine* verstehe ich die

Intensität der Sonnenstrahlung, welche bei senkrechter Incidenz hinreichen würde, in einer Minute mittlerer Zeit eine ein Milliontheil Meter dicke Eisschicht zu schmelzen, wenn dieses Eis horizontal ihrer Wirkung ausgesetzt wäre. Am 21. März z. B. um 1 Uhr 46 Minuten Nachmittags wurden am Instrument 36,4 Skalentheile abgelesen, welches $36,4 \times 6,1 = 222,04$ Actinen macht. Die auf gleiche Weise fortdauernde Wirkung würde in einer Minute $0^m,00022204 = 0^m,008742$ Eis schmelzen, oder in einem mittleren Sonnentage von 24 Stunden $1^m,049$, also $338^m,16$ in einem Sideraljahre. Da nun die Oberfläche der Erde vier Mal gröfser als der Durchschnitt des Strahlungscylinders ist, welcher auf sie oder wenigstens auf ihre Atmosphäre ununterbrochen fällt, und da die wirklich von der Erde empfangene Wärme nothwendig gröfser ist, als das je an ihrer Oberfläche zu beobachtende Maximum, so folgt, dafs die jährliche auf unsere Erdkugel fallende Sonnenwärme wenigstens eine über ihre Oberfläche verbreitete Eisschicht von $84^m,54$ Mächtigkeit schmelzen würde. Vielleicht würde 100 eine richtigere Zahl seyn, in sofern das hier angeführte Beispiel keinesweges das von mir am Cap beobachtete Maximum ist. Die Wolken strahlen ausserdem wahrscheinlich einen grossen Theil der Wärme zurück, die sie auf den Boden zu gelangen verhindern. Die Sonne ist jetzt mit einer Menge, durch Zahl und Gröfse ausgezeichneten Sonnenflecken bedeckt; doch scheinen dieselben keinen Einflufs auf ihre Aussendung von Wärme zu äufsern. Wenigstens habe ich am Actinometer in diesem Jahre, verglichen mit denselben Jahreszeiten 1834, 1835, 1836, keine merkliche Zu- oder Abnahme wahrgenommen. Das Actinometer erlaubt über alle diese Punkte mit Sicherheit zu entscheiden.

Berichtigung.

Seite 444 der 3. Zeile von unten ist zu berichtigen:

II' der Scharnierstift, er dreht sich luftdicht in der Wandung des Communicationsrohrs, am Ventilhebel *F* ist er bei *P'* fest und steht mit dem Ventil *GG* durch einen Bogen in Verbindung, der an beiden fest ist.